



# Observation des états excités des hypernoyaux de masse 4

M. Bedjidian

## ► To cite this version:

M. Bedjidian. Observation des états excités des hypernoyaux de masse 4. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1980. Français. NNT: . tel-00751401

**HAL Id: tel-00751401**

**<https://theses.hal.science/tel-00751401>**

Submitted on 13 Nov 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# thèse

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-I

pour obtenir

le grade de DOCTEUR D'ETAT ES-SCIENCES

par

Marc BEDJIDIAN

\* \* \* \* \*

Observation des états excités des hypernoyaux de masse 4

Soutenue le 5 Juin 1980

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM M. GUSAKOW Président

J.P. BURQ	] Examineurs
J. PNIEWSKI	
M. RAYET	
J. THIRION	



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON-I

---

Président honoraire : M. le Professeur J. BODIN

Président :	M. le Professeur D. GERMAIN
1er Vice-Président :	M. le Professeur M. DUFAY
2ème Vice-Président :	M. J. C. DUPLAN, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	Mlle ECHALLON, Etudiante
Secrétaire Général :	M. J. RAMBAUD, Administrateur Civil

UNITES d'ENSEIGNEMENT et de RECHERCHE

---

U. E. R. de Médecine Grange-Blanche	M. le Professeur P. ZECH
U. E. R. de Médecine Alexis-Carrel	M. le Professeur R. MORNEX
U. E. R. de Médecine Lyon-Nord	M. Y. MINAIRE, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Médecine Sud-Ouest	M. le Professeur J. NORMAND
U. E. R. de Sciences Pharmaceutiques	M. le Professeur C. A. BIZOLLON
U. E. R. de Techniques de Réadaptation	M. A. MORGON, Maître de Conférences Agrégé
U. E. R. de Biologie Humaine	M. J. P. REVILLARD, Maître de Conférences Ag.
U. E. R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur d'E. P. S.
U. E. R. de Sciences Odontologiques	M. le Professeur J. PARRET
U. E. R. de Mathématiques	M. le Professeur Ph. PICARD
U. E. R. de Physique	M. le Professeur J. DELMAU
U. E. R. de Chimie-Biochimie	Mme A. VARAGNAT, Maître-Assistant
U. E. R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur Y. LEMOIGNE
U. E. R. de Sciences Physiologiques	Mlle le Professeur J. F. WORBE
U. E. R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur M. GUSAKOW
I. U. T - I	M. le Professeur A. VILLE
I. U. T - II	M. J. GALLET, Directeur E. N. S. A. M.
Observatoire de Lyon	M. G. MONNET, Astronome Adjoint
U. E. R. de Mécanique	Mlle le Professeur G. COMTE-BELLOT



Je remercie Monsieur le Professeur A. SARAZIN qui m'a accueilli à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je remercie tout spécialement Monsieur le Professeur M. GUSAKOW, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire, qui a bien voulu accepter la présidence de ce jury. Par sa constante disponibilité à mon égard et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués il a su diriger ce travail de façon toujours bienveillante. Qu'il trouve ici le témoignage de ma reconnaissance.

Que Monsieur le Professeur J. P. BURQ, Monsieur J. THIRION Directeur du Laboratoire National Saturne, Monsieur M. RAYET Chercheur qualifié au FNRS soient assurés de ma vive reconnaissance pour s'être intéressés à ce travail et avoir bien voulu faire partie de ce jury.

Je tiens à exprimer ici ma plus grande admiration pour Monsieur le Professeur J. PNIEWSKI de l'Université de Varsovie, pour toute l'oeuvre qu'il a accompli dans ce domaine de la Physique et pour sa contribution particulière à l'ensemble de notre travail.

La réalisation de nos expériences et les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail collectif auquel ont participé tous les membres de la collaboration Lyon-Varsovie. Ce travail est aussi le leur qu'ils en soient remerciés.

Je veux citer nos amis polonais : A. FILIPKOWSKI, M. KUDLA, S. MAJEWSKI, Mme J. PIEKARZ, H. PIEKARZ, C. RUSZOWSKI, et pour le groupe de Lyon : E. DESCROIX, J. Y. GROSSIORD, A. GUICHARD, J. R. PIZZI et plus particulièrement M. JACQUIN qui a bien voulu s'absenter de long mois pour contribuer de manière décisive à la préparation et à la réalisation de nos expériences.

J'exprime enfin mes remerciements à Mme P. GEOFFRAY et Mme A. DUCLOUX qui ont assuré la frappe de ce mémoire, à Z. HERNAUS pour la qualité des figures ainsi qu'à tout le personnel du Service de Documentation.

Tous ont fait preuve d'une infinie patience à mon égard.

J'ai une pensée toute particulière aux miens.

A ma femme d'abord, qui a toujours su être présente à mes côtés et m'a toujours encouragé dans les moments difficiles.

A ma fille, Karine.

A mes parents, enfin et surtout, pour les lourds sacrifices qu'ils ont consenti à mon égard. Qu'ils trouvent en ce jour la récompense de tous leurs efforts. Cette thèse leur est dédiée.

## RESUME

Les états excités,  $J = 1^+$ , des hypernoyaux miroirs  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  ont été observés par spectroscopie  $\gamma$ . Ces hypernoyaux étaient produits par absorption de mésons  $-K^-$  dans des cibles de  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$ . Leur identification était donnée par la détection et la mesure de l'énergie des pions, chargés et neutres, émis lors de la désintégration :  $\pi^-$  de 53 Mev pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  $\pi^0$  de 57 Mev pour  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Une transition  $\gamma$  à  $(1.04 \pm 0.04)$  Mev a été observée en coïncidence avec des  $\pi^-$  de 40 Mev à 60 Mev et de ce fait a été attribuée à la désexcitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  vers l'état fondamental. De la même façon, une deuxième transition à  $(1.15 \pm 0.04)$  Mev, en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 45 Mev à 75 Mev, a été attribuée à  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

Avec ces nouvelles données expérimentales, le potentiel phénoménologique  $\Lambda - N$  a été recalculé pour une interaction dans l'état S.

Il ressort que la composante CSB de ce potentiel est indépendante du spin et que les potentiels avec une portée intrinsèque de 1.5 fm donnent le meilleur ajustement aux sections efficaces totales de diffusion  $\Lambda - p$  à basse énergie et à la valeur expérimentale de  $B_{\Lambda}$  pour  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .

## ABSTRACT

The excited states,  $J = 1^+$ , of the mirror hypernuclei  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  and  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  were observed by  $\gamma$  - spectroscopy. These hypernuclei were produced by  $K^-$  absorption in  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  targets. Their identification was given by the detection and the energy measurement of the mesonic decay products : 53 Mev  $\pi^-$  for  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  and 57 Mev  $\pi^0$  for  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . A  $\gamma$  line at  $(1.04 \pm 0.04)$  Mev has been observed in coincidence with charged pions in the energy range of 40 to 60 Mev then ascribed to a  $\gamma$  - transition in  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ . Whereas a second  $\gamma$  - line at  $(1.15 \pm 0.04)$  Mev, in coincidence with neutral pions of 45 Mev to 75 Mev, has been ascribed to a  $\gamma$  transition in  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

With these new experimental data, the phenomenological  $\Lambda - N$  potential for the S - state interaction was recalculated.

It may be concluded that the CSB component of this  $\Lambda - N$  potential is spin-independent and that potentials with intrinsic range of 1.5 fm give the best fit of the total low energy  $\Lambda - p$  elastic scattering cross-sections and to the experimental  $B_{\Lambda}$  value for  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .





## SOMMAIRE

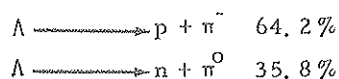
<u>INTRODUCTION</u>	p. 1
<u>CHAPITRE I : DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	p. 5
I - Introduction.....	p. 5
II - Buts et principe général.....	p. 5
III - Expérience 77.....	p. 10
IV - Electronique associée - Traitement du signal....	p. 44
V - Conditions de l'expérience 74.....	p. 48
<u>CHAPITRE II : 1ère partie - ANALYSE DES DONNEES</u>	p. 53
I - Sélection des évènements.....	p. 53
II - Analyse des $\gamma$ .....	p. 54
<u>CHAPITRE II : 2ème partie - RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	p. 59
I - Observation de l'état excité de ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ .....	p. 59
II - Observation de l'état excité de ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .....	p. 71
<u>CHAPITRE III : INTERACTION <math>\Lambda</math>-N - MODELE PHENOMENOLOGIQUE</u>	p. 81
I - Données expérimentales.....	p. 81
II - Aspects théoriques de l'interaction $\Lambda$ -N.....	p. 84
III - Modèle phénoménologique.....	p. 86
IV - Calcul avec $B_{\Lambda}({}^3\text{H})$ .....	p. 90
V - Analyse des hypernoyaux de la couche S.....	p. 93
VI - Analyse avec $V_{\text{CSB}}$ indépendant du spin.....	p. 103
<u>CONCLUSION</u>	p. 109
<u>APPENDICE A</u>	p. 111
<u>APPENDICE B</u>	p. 115
<u>REFERENCES</u>	p. 117



## INTRODUCTION

C'est en 1953 que DANYSZ et PNIEWSKI (DAN53), les premiers, ont mis en évidence dans des plaques d'émulsion exposées aux rayons cosmiques, un système lié constitué non seulement de nucléons mais aussi d'un baryon étrange, l'hypéron  $\Lambda$ .

Le  $\Lambda$  est le plus léger baryon étrange (voir tableau I). L'étrangeté étant conservée dans les interactions fortes, le  $\Lambda$  est stable vis à vis de celles-ci, avec une durée de vie de  $2.6 \cdot 10^{-10}$  s. Il se désintègre par interaction faible, le plus fréquemment par émission de pions :



En présence de la matière nucléaire, l'interaction faible

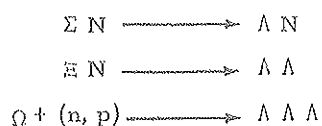


devient possible et sa probabilité augmente à mesure que le nombre de nucléons est plus élevé,

	$\Lambda$	$\Sigma$	$\Xi$	$\Omega$
Masse moyenne(MeV)	1115.6	1193	1318	1672.2
Spin - parité	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+$
Iso spin	0	1	$1/2$	0
Etrangeté	-1	-1	-2	-3

Tableau I

La situation n'est plus la même pour les hypérons plus lourds  $\Sigma$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$ . Tant qu'elles sont libres, ces particules comme le  $\Lambda$  se désintègrent par interactions faibles, mais dans la matière nucléaire elles se convertissent en émettant un ou plusieurs  $\Lambda$  par interactions fortes, par exemple :



Il n'est donc pas étonnant que les systèmes  $\Lambda$ -nucléons aient été les premiers à avoir été observés directement. Ce n'est que très récemment que des systèmes ( $\Sigma$ -nucléons) ont été mis en évidence (BER 79).

On appelle "hypernoyaux" ces noyaux exotiques où l'hypéron  $\Lambda$  est lié aux nucléons pour former un système stable relativement aux interactions fortes. On les note habituellement  ${}^A_{\Lambda}Z$  où  $Z$  est le symbole chimique du système comprenant  $Z$  protons, et  $A$  le nombre baryonique soit  $(A-1)$  nucléons plus le  $\Lambda$ .

A ce jour, plus d'une vingtaine d'espèces hypernucléaires ont été identifiées principalement dans la région  $A \leq 15$ .

La production des hypernoyaux nécessite un bilan d'étrangeté nul et la voie la plus favorable reste l'irradiation des noyaux-cible par des mésons- $K^-$ , d'étrangeté égale à celle du  $\Lambda$  :



Dans les années soixante où les faisceaux de  $K^-$  étaient peu intenses, les émulsions nucléaires ont constitué la principale source d'informations sur les hypernoyaux dans leur état fondamental. Les énergies de liaison du  $\Lambda$  au coeur nucléaire (notées  $B_{\Lambda}$ ) ainsi que les principaux modes de désintégration ont pu être mesurés. Ces expériences ont montré que  ${}^3_{\Lambda}H$ , formé d'un  $\Lambda$  et d'un coeur deuton, est le plus léger hypernoyau observé et que, pour les nuclides de la couche S,  ${}^3_{\Lambda}H$ ,  ${}^4_{\Lambda}H$ ,  ${}^4_{\Lambda}He$  et  ${}^5_{\Lambda}He$  les modes de désintégration dominants se font par émission de pions (chargés plus neutres).

Un résultat important est que les énergies de liaison du  $\Lambda$  pour les états fondamentaux des hypernoyaux miroirs  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$  sont différentes. Ceci suggère que l'interaction  $\Lambda$ -n est différente de l'interaction  $\Lambda$ -p : il y a brisure de la symétrie de charge dans l'interaction  $\Lambda$ -N.

Les spins des états fondamentaux ont été déterminés à partir des rapports de branchements des divers modes de désintégration. Il en résulte que le  $\Lambda$  a un spin anti-parallèle à celui du coeur nucléaire (en vertu du principe de PAULI, le  $\Lambda$  à cause de son étrangeté, se trouve sur la couche S). L'interaction  $\Lambda$ -N dans l'état singulet est plus forte que celle dans l'état triplet, contrairement à l'interaction N-N. Pour  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$  dans leur état fondamental, les spins ont la valeur  $0^+$ .

Avec la construction de faisceaux  $K^-$  plus intenses, au début des années soixante-dix

des expériences avec des compteurs électroniques ont pu être envisagées. Notamment BAMBERGER et coll. (BAM 73) ont, les premiers, recherché par spectroscopie  $\gamma$  les états excités des hypernoyaux de masse 4,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Ces états correspondent à un retournement du spin du  $\Lambda$  dans la couche S, et sont caractérisés par un spin total  $J = 1^+$ . Une telle mesure permettait de vérifier si la dissymétrie de charge du potentiel  $\Lambda$ -N dépend ou non du spin relatif  $\Lambda$ -N. Ces auteurs ont isolé une transition  $\gamma$  à 1.09 MeV d'origine hypernucléaire, associée à  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ou  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , sans pouvoir, cependant, identifier l'hypernoyau responsable de la transition.

Pour lever cette incertitude, nous avons repris cette étude au cours de deux expériences, décrites dans le chapitre I, où nous nous sommes proposés, toujours par spectroscopie  $\gamma$ , d'identifier les états excités de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

Avec les résultats de ces expériences, présentés dans le chapitre II, nous avons repris l'analyse de l'interaction  $\Lambda$ -N (chapitre III) sur la base du modèle phénoménologique développé par DALITZ, HERNDON et TANG (HT 1, HT 2, HT 3, DAL 72), en montrant comment la mesure de ces énergies d'excitation permet de préciser, dans le potentiel  $\Lambda$ -N, la dépendance en fonction du spin relatif des deux baryons, et de la charge du nucléon.

Les expériences décrites dans cette thèse, ainsi que leurs résultats ont fait l'objet de publications (BED 76, BED 79) et de communications à des conférences.



## CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTALI. INTRODUCTION

Deux expériences, EXP 74 et EXP 77, ont été réalisées au CERN, la première en 1974, la seconde en 1977. Les temps de faisceaux attribués étaient respectivement de deux périodes de trois semaines et de cinq périodes d'un mois.

Alors que EXP 74 se proposait de mettre en évidence l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ , EXP 77 tout en poursuivant le même but l'élargissait à l'observation de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Pour cela, les dispositifs expérimentaux des deux expériences sans être absolument identiques, obéissaient au même schéma directeur. Seules des modifications dans l'appareillage et les méthodes expérimentales ont été introduites d'une expérience à l'autre. C'est pourquoi, après une présentation du principe général commun à ces deux expériences, nous avons décrit l'expérience EXP 77, et, en fin de chapitre, nous avons indiqué les différences avec EXP 74.

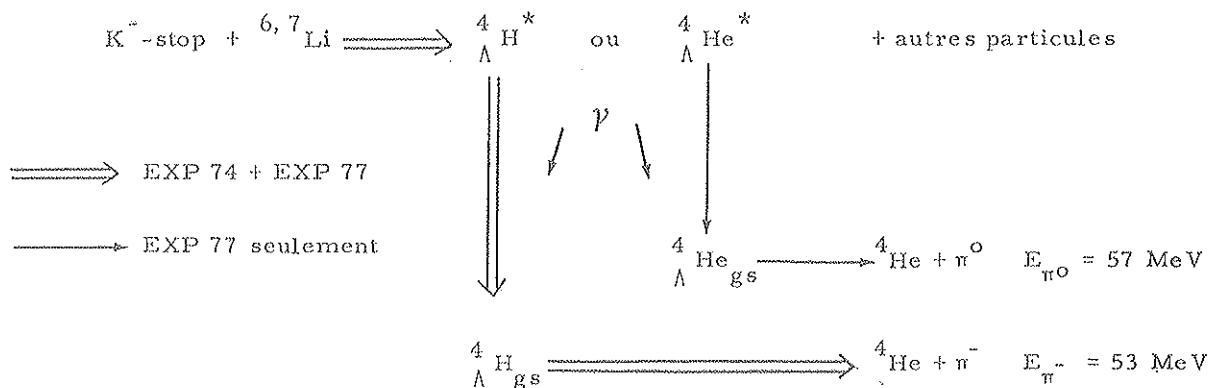
II. BUTS ET PRINCIPE GENERAL

Le but de ces expériences était d'identifier, par spectroscopie  $\gamma$ , les états excités des hypernoyaux de masse 4,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . De tels états ont été prévus (PNI 72). Une première tentative (BAM 73) a mis en évidence une raie à 1,09 MeV d'origine hypernucléaire attribuée à  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ou à  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

L'identification de l'hypernoyau responsable de cette transition et l'observation de l'état excité de l'hypernoyau miroir étaient nos objectifs.

Le schéma ci-dessous résume le principe général de nos expériences :





Examinons point par point les différents stades de ce schéma : les parties essentielles du dispositif expérimental seront présentées et détaillées dans le paragraphe suivant.

### 1. Production de ${}^4_{\Lambda} \text{H}^*$ et ${}^4_{\Lambda} \text{He}^*$ :

L'utilisation de faisceaux de mésons- $K^-$  de préférence à des faisceaux de protons ou de mésons  $\pi^-$  se justifie par les taux de production des hypernoyaux. Avec des  $K^-$  au repos ou d'énergie incidente inférieure à 450 MeV, la fraction des interactions produisant des hypernoyaux se situe entre 6 % et 11 %, fraction considérablement plus élevée qu'avec des protons ou des pions (BUR 64, DAV 67). Le taux de production pour les états excités a été estimé à 0,5 % environ (LYN 69).

L'observation des états excités attendus à basse énergie nécessite l'arrêt des mésons- $K^-$  dans la cible expérimentale. En effet, dans ce cas, le moment transféré au  $\Lambda$  lors de la réaction élémentaire



est d'environ 250 MeV/c, c'est-à-dire de l'ordre du moment de Fermi des nucléons dans les noyaux. On voit donc qu'il est possible d'atteindre les bas niveaux d'excitation avec des  $K^-$  à l'arrêt dans la cible. Au contraire, avec des  $K^-$  en vol et un moment transféré au  $\Lambda$  inférieur à 100 MeV/c, on excite préférentiellement les hauts niveaux (BON 74, BRU 76, BER 79). Cette méthode de production implique une identification des mésons- $K^-$  arrêtés dans la cible. Ceci était réalisé dans un télescope à parcours, désigné par la suite "télescope  $K^-$ " grâce à différentes techniques expérimentales (voir paragraphe suivant).

En règle générale, un méson- $K^-$  interagissant, au repos ou en vol, avec un noyau cible, conduit à la formation d'hypernoyaux selon un processus à 2 corps



ou



Malheureusement la production de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  dans leurs états excités  $J = 1^+$  n'est pas possible avec une cible d'hélium à cause de la conservation de la parité, qui interdit les transitions  $0^+ \rightarrow 1^+$ . Les cibles les plus légères avec lesquelles on peut obtenir ces états excités sont celles de lithium. Mais alors les processus de formation ne sont plus aussi simples que ceux rappelés ci-dessus et donnent lieu à l'émission de plusieurs autres particules ( $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $n$ ,  $p \dots$ ).

Il est à noter qu'avec une cible de  ${}^6\text{Li}$ , une transition électromagnétique d'une énergie de 1 MeV environ, si elle est d'origine hypernucléaire, ne peut provenir que de la désexcitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ou  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . En effet,  ${}^6\text{Li}$  n'ayant jamais été observé, seuls peuvent être formés  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  et les hypernoyaux de nombre baryonique inférieur :  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , et  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ . Si on considère les énergies de liaison  $B_{\Lambda}$  dans ces nuclides (tableau II, JUR 73) on constate que  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  a un  $B_{\Lambda}$  incompatible avec un état d'excitation à 1 MeV. Comme pour  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  il n'est pas prévu d'états excités en-dessous de 20 MeV, et que pour  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  la particule la moins liée est le neutron (énergie de séparation =  $0.17 \pm 0.10$  MeV), seuls  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  restent possibles en tant qu'émetteur  $\gamma$ .

hypernoyaux	$B_{\Lambda} \pm \Delta B_{\Lambda}$ (MeV)
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	$0.13 \pm 0.05$
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	$2.04 \pm 0.04$
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	$2.39 \pm 0.03$
${}^5_{\Lambda}\text{He}$	$3.12 \pm 0.02$
${}^6_{\Lambda}\text{He}$	$4.25 \pm 0.10$

Tableau II

#### Cibles utilisées :

Pour la raie à 1.09 MeV les taux de production avec des cibles de  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$  mesurés par BAMBERGER étaient respectivement de  $(0.14 \pm 0.02) \%$  et  $(0.37 \pm 0.04) \%$  par  $K^-$ -stop. Aussi dans EXP 74, où le temps de faisceau attribué était plus court, seule une cible de  ${}^7\text{Li}$  a été utilisée.

Pour EXP 77 nous disposons d'un temps de faisceau plus important et les deux cibles ont été exposées.

La cible de  ${}^7\text{Li}$  était constituée de plusieurs cylindres de 2.5 cm de diamètre et 7.5 cm de longueur, l'ensemble présentant une section de  $150 \times 90 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de  $6.7 \text{ g/cm}^2$ .

La cible de  ${}^6\text{Li}$  était d'un seul bloc de 12 cm de diamètre et environ  $5\text{g/cm}^2$  d'épaisseur.

## 2. Spectroscopie $\gamma$

Les  $\gamma$  de désexcitation sont détectés par un ou plusieurs cristaux de iodure de sodium (NaI/Tl). Ce type de détecteur a été préféré à des détecteurs au germanium pour deux raisons :

- les NaI présentent une plus grande efficacité de détection du pic d'absorption total.
- l'énergie de recul des hypernoyaux, de l'ordre de quelques dizaines de MeV entraîne l'existence d'un effet Doppler important conduisant à l'élargissement des raies détectées ( $\Delta E/E \sim 10\%$ ). Ceci rend sans intérêt l'utilisation de détecteurs au germanium dont la principale qualité est la résolution en énergie.

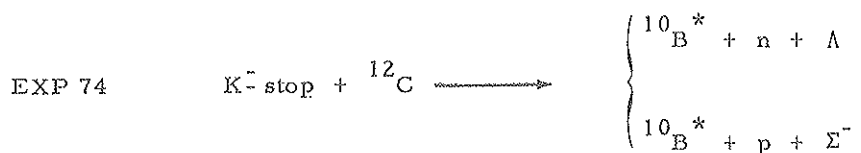
La spectroscopie  $\gamma$  est sérieusement limitée quant à son utilisation par la présence d'un fond important constitué essentiellement par :

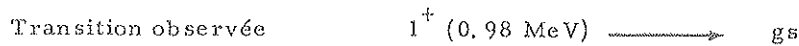
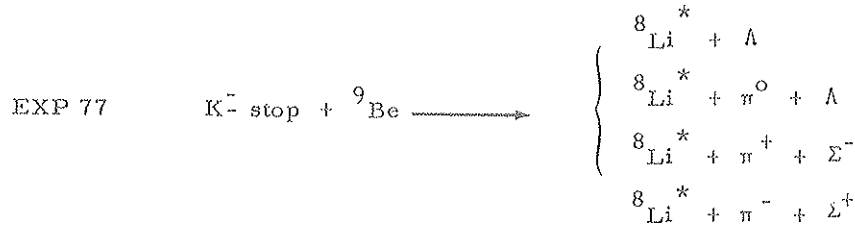
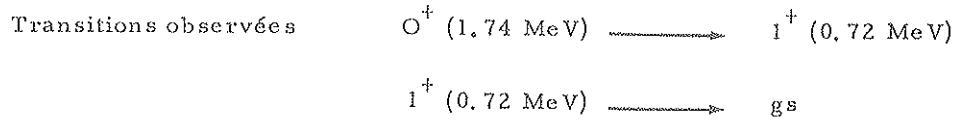
- des raies  $\gamma$  nucléaires créées dans le télescope  $K^-$  par les  $K^-$  et les pions présents dans le faisceau.
- un fond continu dû à la désintégration électromagnétique des  $\pi^0$  provenant de la désintégration des  $K^-$  et des  $\Lambda$  libres.
- un fond continu et des raies discrètes créées par les neutrons dans le cristal NaI ou son proche environnement.

Pour limiter les effets de ce fond, une mesure du temps de vol du  $\gamma$  détecté est effectuée. Relativement aux  $\gamma$  prompts, émis de la cible, ceux créés le long du télescope  $K^-$  arrivent en avance et inversement ceux, associés aux neutrons, sont détectés avec un retard dû à la différence des temps de parcours cible-cristal NaI entre  $\gamma$  et  $n$ .

Aussi en sélectionnant dans le spectre en temps la zone comprenant ces  $\gamma$  prompts, on améliore le rapport pic/fond pour les transitions hypernucléaires.

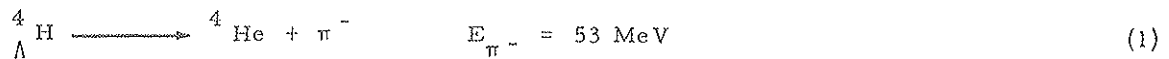
Pour définir cette zone nous avons irradié des cibles épaisses de Carbone (EXP 74) et Beryllium (EXP 77) conduisant à l'observation des transitions nucléaires par des réactions



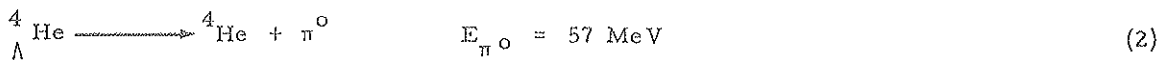


### 3. Identification de la transition détectée :

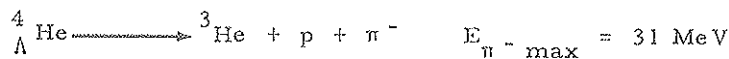
Comme l'a montré l'expérience de BAMBERGER (BAM 73),  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ou  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  peuvent être responsables de la transition observée à 1,09 MeV. Une information supplémentaire est nécessaire pour obtenir la signature requise. Elle nous est fournie par les études faites sur les modes de désintégration de hypernoyaux (AMM 61, BLO 64, BLO 63, AMM 59). Ces travaux ont montré que 50% environ des désintégrations de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  ont lieu selon le mode suivant :



Pour  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , 40% des désintégrations sont à 2 corps avec émission d'un  $\pi^0$ .



Pour cet hypernoyau la désintégration la plus fréquente, avec émission d'un  $\pi^-$  est la suivante :



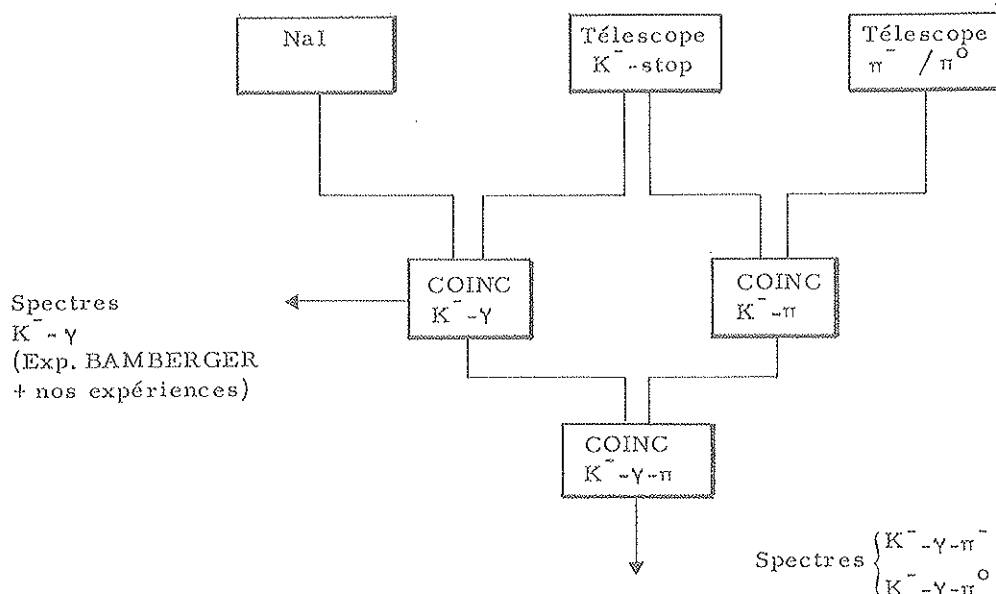
Cette voie de désintégration intervient dans 20% des cas. Il est à noter que l'énergie maximum du  $\pi^-$  est de plus 20 MeV inférieure à celle du  $\pi^-$  de la désintégration de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ .

Ainsi la détection des produits mésoniques des désintégrations (1) et (2) et la mesure de leurs énergies permettent d'identifier l'hypernoyau responsable de la transition  $\gamma$  détectée en coïncidence. L'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  sera observé de préférence avec des  $\pi^-$  de 53 MeV, tandis que celui de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  le sera avec des  $\pi^0$  de 57 MeV.

### 4. Constitution des spectres :

Le principe de la constitution des spectres  $\gamma$  par des coïncidences K- $\gamma$  et K- $\gamma$ - $\pi^-$  est

représenté sur le schéma ci-dessous :



Les spectres  $\gamma$  ont été constitués à deux niveaux :

- spectres  $K^-$ - $\gamma$  : seule une coïncidence du  $\gamma$  avec les  $K^-$ - incidents était requise. Dans ce cas, aucune identification de la raie  $\gamma$  n'est possible. Nous retrouvons les conditions d'observation de l'expérience de BAMBERGER.

- Spectre  $K^-$ - $\gamma$ - $\pi^-/\pi^0$  : le  $\gamma$  était détecté en coïncidence avec le  $K^-$ - incident d'une part et les  $\pi^-$  (ou  $\pi^0$ ) de la désintégration mésonique de  ${}^4_1\text{H}$  (ou  ${}^4_2\text{He}$ ) d'autre part. La méthode d'acquisition des données et la constitution des spectres par le programme de traitement seront explicitées plus loin.

### III. EXPERIENCE 77

#### A - FAISCEAU DE MESONS- $K^-$ :

Le faisceau K 19 (BED 77) était installé sur l'éjection lente  $e_{13}$  du PS, dans le hall Est (figure 1). C'était un faisceau de basse énergie, d'une longueur de 17.60 mètres, permettant de sélectionner les particules chargées négativement avec une impulsion maximum de 850 MeV/c. Les caractéristiques principales du faisceau sont résumées dans le tableau III.

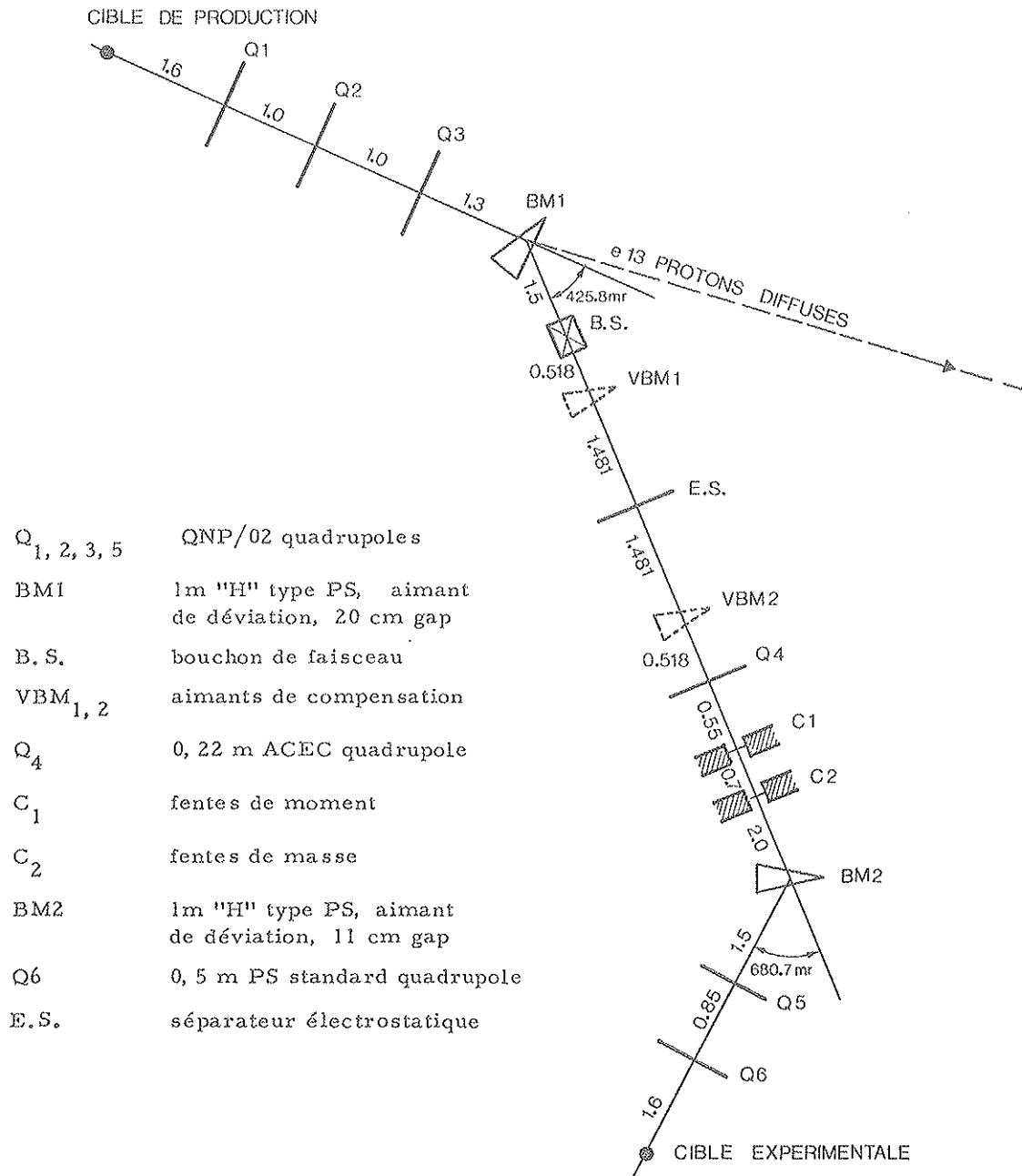


Figure 1 : Faisceau K19

Impulsion maximum.....	0.85 GeV/c
Longueur totale jusqu'à l'image finale.....	17.6 m
Angle de production.....	0°
Section de la cible de production (H x V).....	4 mm x 2 mm
Acceptances angulaires.....	$\alpha_H = \pm 85 \text{ mrad}$
.....	$\alpha_V = \pm 25 \text{ mrad}$
Angle solide $\Omega = \pi \times \alpha_H \times \alpha_V$ .....	6 675 $\mu\text{sr}$
Dispersion en impulsion (sur les fentes de moments).....	19.7 mm/ % $\frac{\delta p}{p}$
Agrandissement horizontal (sur les fentes de moments) ..	-3.8
Agrandissement vertical (sur les fentes de masses).....	-3.5
Séparation sur les fentes de masses des images K <sup>-</sup> , $\pi^-$ pour 73 KV/cm sur 2.25 m, à l'impulsion de 0.75 GeV/c.....	18 mm
Agrandissement à l'image finale.....	$M_H = 4.3 \quad M_V = 1.1$
Résolution théorique en impulsion.....	$\pm 0.85 \%$

Tableau III : Caractéristiques du faisceau K19

Les particules étaient produites à 0° par interactions des protons du PS, sur une cible de production en tungstène. Les mésons-K<sup>-</sup> n'étaient évidemment pas les seules particules émises de la cible : des  $\pi^-$  et des  $\bar{p}$  étaient également créés. En pratique, seuls les pions constituaient une gêne importante. En effet, les sections efficaces de production des  $\pi^-$  pouvaient être quelques dizaines de fois supérieures à celles des K<sup>-</sup>. DUBOC (DUB 65) donne un rapport des taux de production de 65 à 15° avec une cible de beryllium. Ce rapport  $\pi^-/K^-$  devenait 15 fois plus important à l'image finale sur la cible expérimentale, à cause des effets relativistes. En effet, à 750 MeV/c pour un faisceau de cette longueur, il ne restait plus que 4.4 % des K<sup>-</sup> produits alors que 65 % des  $\pi^-$  de même impulsion atteignaient la cible.

Le but de ce faisceau K19 était donc d'avoir à la sortie le plus grand rapport K<sup>-</sup>/ $\pi^-$ , en ayant une forte intensité de K<sup>-</sup> (d'où l'émission à 0° avec une grande acceptance) et en éliminant le plus grand nombre de pions.

Un premier triplet de quadrupoles ( $Q_1$   $Q_2$   $Q_3$ ) et  $Q_4$  focalisaient le faisceau, horizontalement au niveau des fentes de moments et verticalement au niveau des fentes de masses (figure 2). Le dernier doublet  $Q_5$ ,  $Q_6$  donnait une image finale sur la cible expérimentale.

Un premier aimant BM1 déviait le faisceau de 23.4° et sélectionnait les particules  $\pi^-$  et K<sup>-</sup>, à l'impulsion choisie. Pour les particules d'impulsion différente, les trajectoires subissaient un déplacement par rapport à l'axe optique de  $19.7 \text{ mm}/\% \frac{\delta p}{p}$  au niveau des fentes de moments C 1. En agissant sur ces fentes, on pouvait les éliminer.

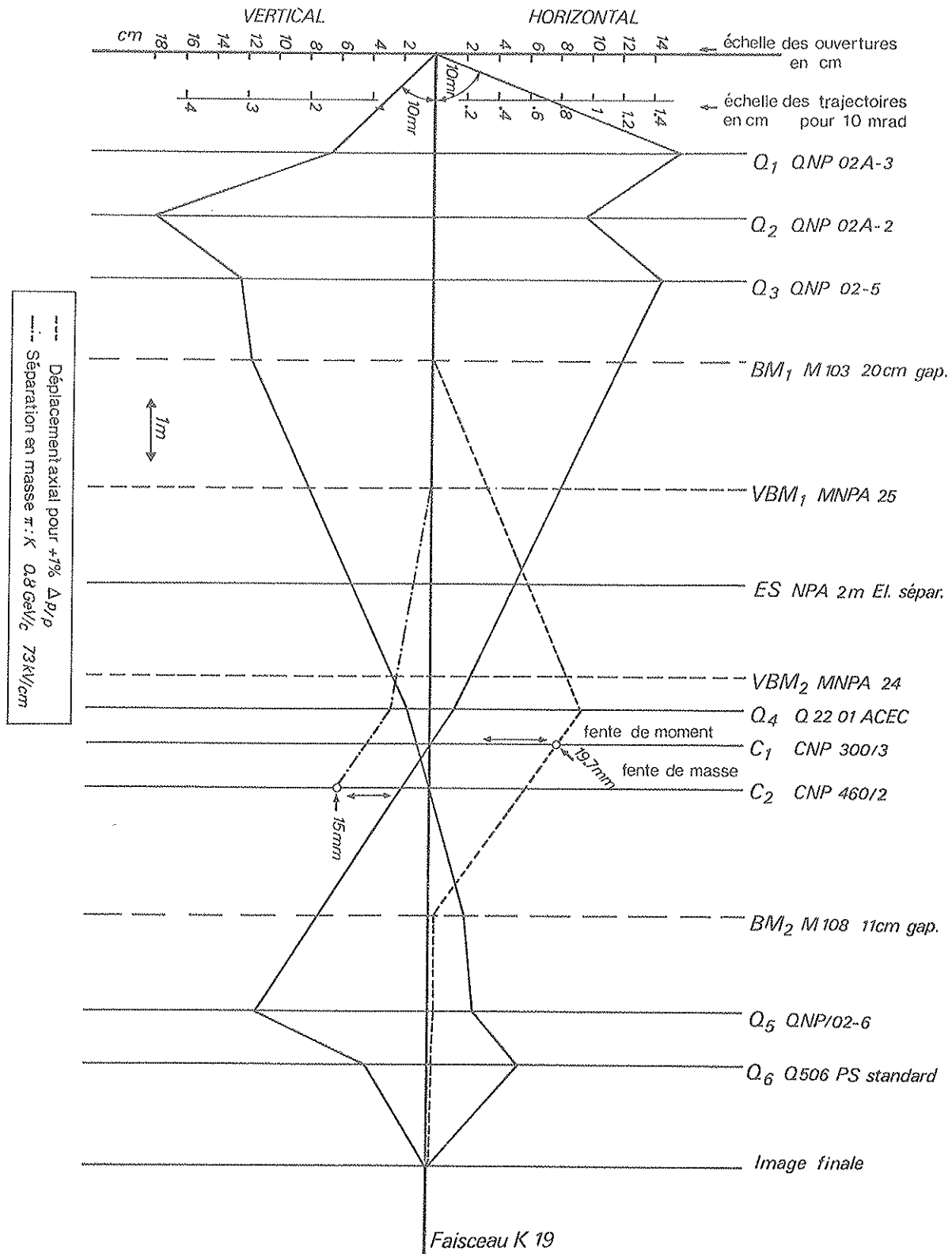
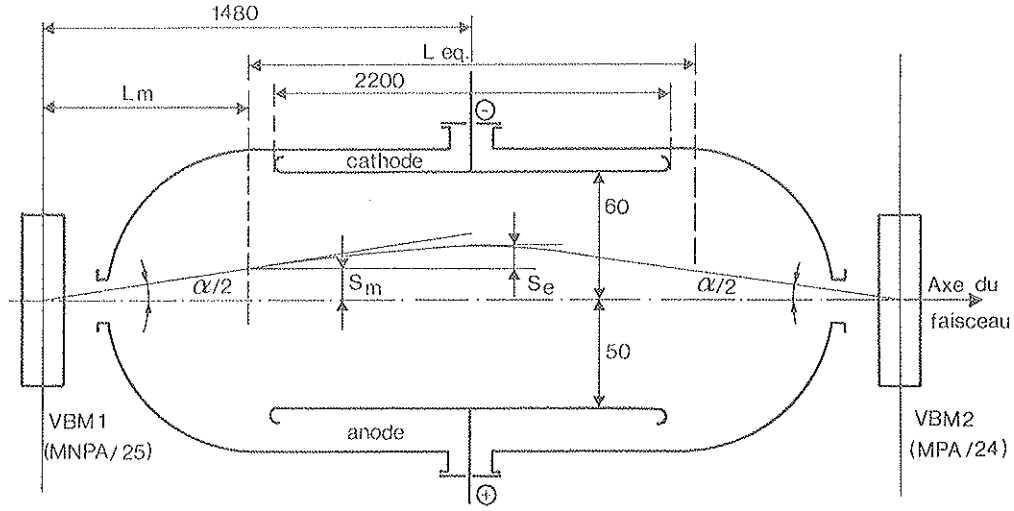


Figure 2 : Enveloppes des trajectoires



La sélection entre les pions et les  $K^-$  étaient réalisée à l'aide d'un séparateur électrostatique (GER 59) de 2.20 mètres (figure 3). Les électrodes étaient distantes de 11 cm, le champ électrique appliqué était de 73 KV/cm. Dans un tel champ, les trajectoires des particules de même impulsion subissaient une déflexion angulaire inversement proportionnelle à leur vitesse. Les particules les moins rapides, les  $K^-$ , avaient la plus grande déflexion puisque restant plus longtemps sous l'action du champ. Deux aimants de compensation VBM<sub>1,2</sub> situés à l'entrée et à la sortie du séparateur, et dans lesquels régnait un champ magnétique B, perpendiculaire à E, compensait la déviation électrostatique des  $K^-$  pour les ramener dans l'axe du faisceau. Ceci ne changeait évidemment pas la séparation des trajectoires  $\pi^-$  et  $K^-$ . Les pions étaient ainsi séparés des  $K^-$  (figure 4). Un système de fentes de masse C<sub>2</sub> permettait d'éliminer les  $\pi^-$ ; en effet, à ce niveau, pour une impulsion de 750 MeV/c la séparation des images  $\pi^-$  et  $K^-$  était de 18 mm.



$$L_{eq} \text{ (m)} = 2200 + 0,52 \text{ (électrodes gap, en m)}$$

$$\alpha = E_o \text{ (MV/m)} L_{eq} \text{ (m)} (p\beta)^{-1} \quad p = \text{impulsion en GeV/c}$$

$$S_m = 4 S_e L_m / L_{eq} \quad S_e = E_o L_{eq}^2 (8p\beta)^{-1} \text{ mm}$$

Figure 3 : Séparateur électrostatique

En fait, l'élimination des  $\pi^-$  et  $K^-$  n'était jamais totale, une partie des  $\pi^-$  traversait les fentes et accompagnait le faisceau de  $K^-$ . Aussi un deuxième aimant BM2, déviant le faisceau de  $39^\circ$ , contribuait à purifier le faisceau de  $K^-$  et à diminuer le bruit de fond créé par les pions dans les fentes de masses.

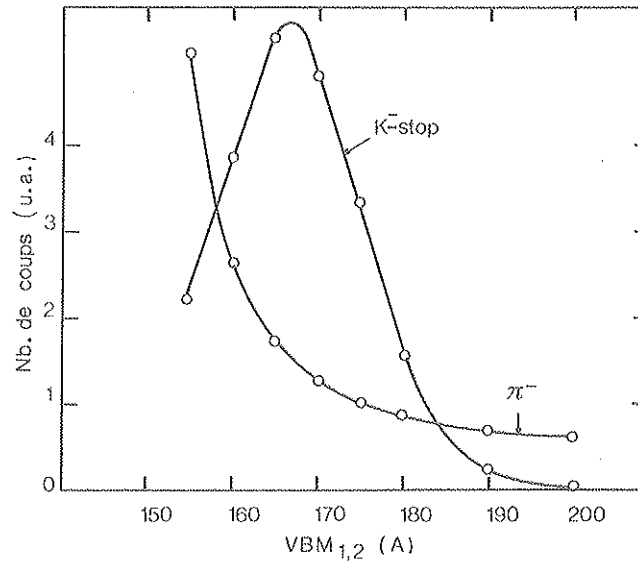


Figure 4 : Séparation des images  $\pi^-$  et  $K^-$  à 750 MeV/c en fonction du courant dans les aimants de compensation  $VBM_{1,2}$

Les nombres de  $\pi^-$  et de  $K^-$  à l'entrée du télescope  $K^-$  ont pu être mesurés. C'est ainsi qu'à 750 MeV/c et avec une épaisseur de tungstène de 2,5 cm, nous avons 840 000  $\pi^-$  par "burst" du PS (1 burst : 350 ms) pour 20 000  $K^-$ . Le rapport  $\pi^-/K^-$  était donc de l'ordre de 40. Pour comprendre tout l'intérêt du séparateur électrostatique il faut se souvenir des effets relativistes qui, à 750 MeV/c et pour un rapport de 65 dans les taux de production  $\pi^-/K^-$ , donnaient à la sortie un rapport  $\pi^-/K^-$  de 1 000. Ainsi 96 % des  $\pi^-$  étaient éliminés grâce au séparateur.

Nous avons travaillé à l'impulsion de 750 MeV/c. Ce choix était un compromis entre plusieurs facteurs contradictoires.

- La longueur de la voie de transport, 17,60 mètres, interdisait de travailler à basse impulsion. En effet, le taux des désintégrations des  $K^-$  aurait été trop important et finalement bien peu de  $K^-$  auraient atteint la cible expérimentale.

- Travailler à grande impulsion diminuait la séparation spatiale des images  $\pi^-$  et  $K^-$ . Par exemple, à 800 MeV/c la séparation n'était plus que de 15 mm contre 18 mm à 750 MeV/c. Ceci impliquait un plus grand nombre de pions dans le faisceau. Par ailleurs, pour arrêter les  $K^-$  dans la cible, une plus grande épaisseur de ralentisseur était nécessaire. Le gain obtenu par les effets relativistes était annihilé par les pertes par interactions nucléaires des  $K^-$  dans la matière.

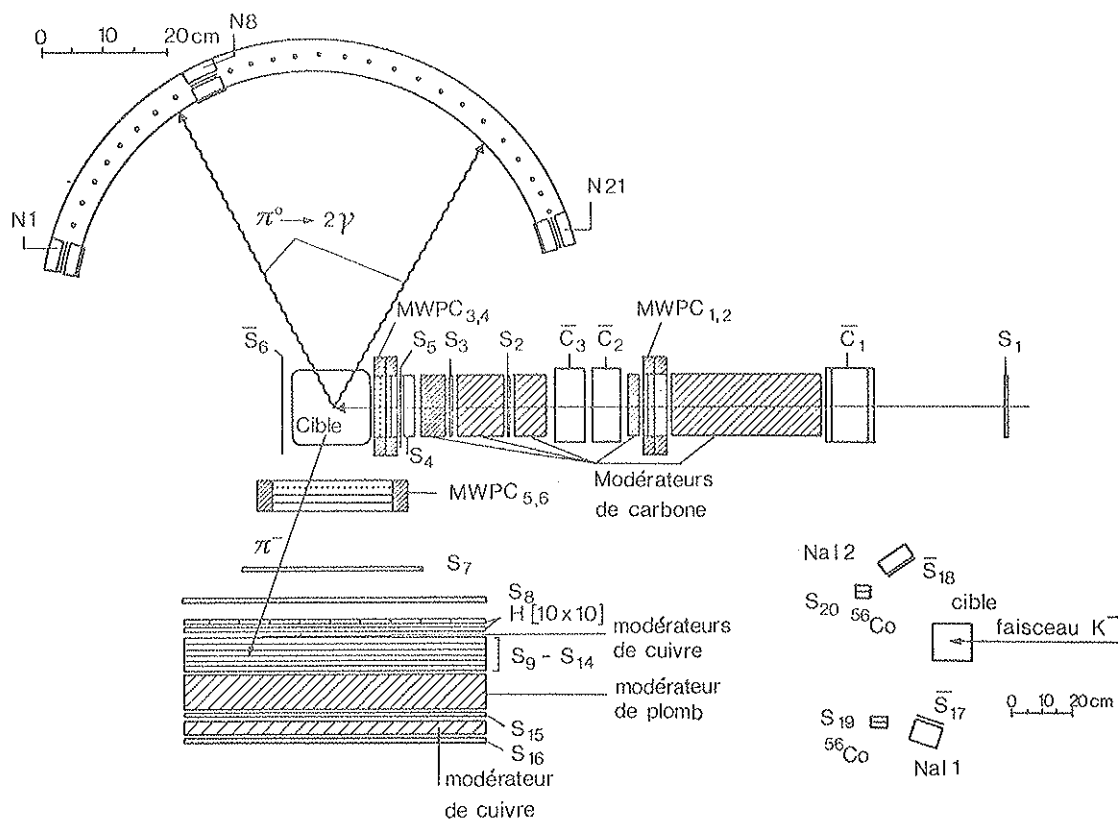
Les essais faits à différentes impulsions (voir tableau IV) justifiaient notre choix.

	700 MeV/c	750 MeV/c	800 MeV/c
$N_{K^- \text{-stop}}$	200	800	450
$N_{\pi^-}$ à l'entrée du	$250 \cdot 10^3$	$840 \cdot 10^3$	$1\,140 \cdot 10^3$
$N_{K^-}$ télescope $K^-$	non mesuré	20.000	non mesuré

Tableau IV : Taux de comptage par burst du PS pour différentes impulsions incidentes

#### B - TELESCOPE $K^-$ :

Le rapport  $\pi^-/K^- = 40$  à l'entrée du télescope  $K^-$  imposait une discrimination  $\pi^- - K^-$  plus complète. Par ailleurs, les  $K^-$  de 750 MeV/c devaient perdre progressivement leur énergie pour être absorbés dans la cible. Ces deux objectifs étaient réalisés dans un télescope à parcours, de 1.20 m de longueur (figure 5).



$$\text{Trigger } K^- \text{-stop} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot S_5 \cdot \overline{S_6} \cdot \overline{C_1} + \overline{C_2} + \overline{C_3}$$

Figure 5 : Dispositif expérimental de EXP 77

Il était composé de 6 compteurs à scintillation,  $S_1 - S_6$  et de 3 compteurs Cerenkov,  $C_1, C_2, C_3$ , dont les dimensions sont rappelées dans le tableau V. Entre ces compteurs étaient interposés des ralentisseurs de carbone.

Une particule était identifiée comme un méson- $K^-$  arrêté dans la cible, si elle satisfaisait aux conditions de coïncidence électronique.

$$\text{"trigger" } K^- \text{-stop} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot S_5 \cdot \overline{S_6} \cdot \overline{C_1 + C_2 + C_3}$$

(Le surlignage indiquant que le compteur est pris en anti-coïncidence).

Compteur	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$	$S_5$	$S_6$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
Surface mm	100 x 100	100 x 100	100 x 100	100 x 100	100 x 100	130 x 130	120 x 120	120 x 120	120 x 120
Epaisseur mm	5	5	5	20	2	3	60	50	50
Photo- multiplicateurs utilisés	XP 2020	XP 1010	XP 2020	2x EMI 9813 KB	XP 1010	XP 1010	4x EMI 9813 KB	4x XP 1010	4x XP 1010
Matériau	NE 102 A						FC 75	Plexiglass	

Tableau V : Dimensions des compteurs du télescope  $K^-$

#### a) Ralentissement des $K^-$ :

Les  $K^-$  étaient ralentis dans les blocs de carbone mais aussi dans les différents compteurs. L'épaisseur totale de carbone interposée était telle que les  $K^-$  se présentaient à l'entrée de la cible avec une énergie de 45 MeV environ. Un jeu de plaques de cuivre, mobiles verticalement, de différentes épaisseurs, permettait d'optimiser le nombre de particules arrêtées dans la cible.

La courbe de parcours ainsi obtenue (figure 6) montre un maximum de  $K^-$ -stop pour 3 cm de cuivre.

Cette épaisseur de cuivre étant déterminée, elle a, ensuite, été remplacée par une épaisseur correspondante de carbone. La raison était que la diffusion multiple était deux fois moins importante dans le carbone que dans le cuivre. C'était finalement une épaisseur totale de 44 cm de carbone qui était interposée entre les compteurs.

La diffusion multiple, qui était créée dans cette masse importante de matière, a eu pour conséquence un élargissement des dimensions du faisceau.

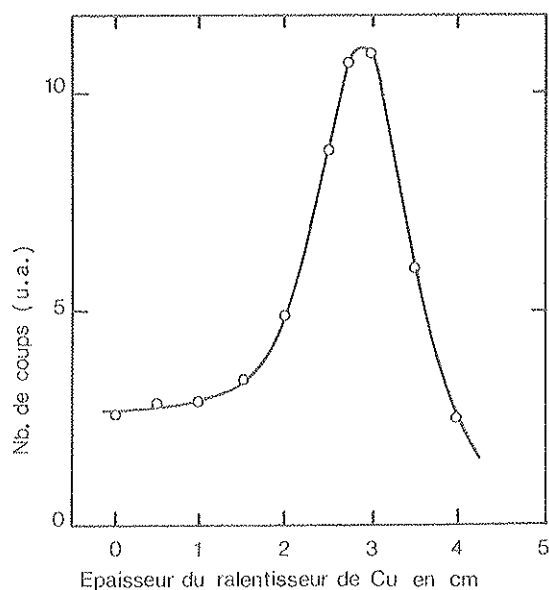


Figure 6 : Courbe de parcours des  $K^-$  à 750 MeV/c arrêtés dans la cible de  ${}^7\text{Li}$  ( $6.7 \text{ g/cm}^2$ ).

On a pu mesurer cet effet grâce aux deux paires identiques de chambres à fils placées l'une, MWPC 1, 2, au milieu du télescope, l'autre MWPC 3, 4 devant la cible. Chaque paire était constituée de deux plans orthogonaux de 48 fils espacés de 2 mm ; les fils étaient couplés 2 à 2 fournissant une résolution spatiale de 4 mm. Le gaz d'alimentation était le mélange "magique" (SAU 74).

L'élargissement subi par le faisceau dans le plan vertical est représenté sur la figure 7. Au niveau de la première paire, le faisceau présentait une section de  $2.5 \times 3.5 \text{ cm}^2$  à mi-hauteur contre  $6 \times 7.5 \text{ cm}^2$  au niveau de la cible. Ce dernier spectre montre que 30% environ des particules incidentes étaient perdues à cause des dimensions des compteurs.

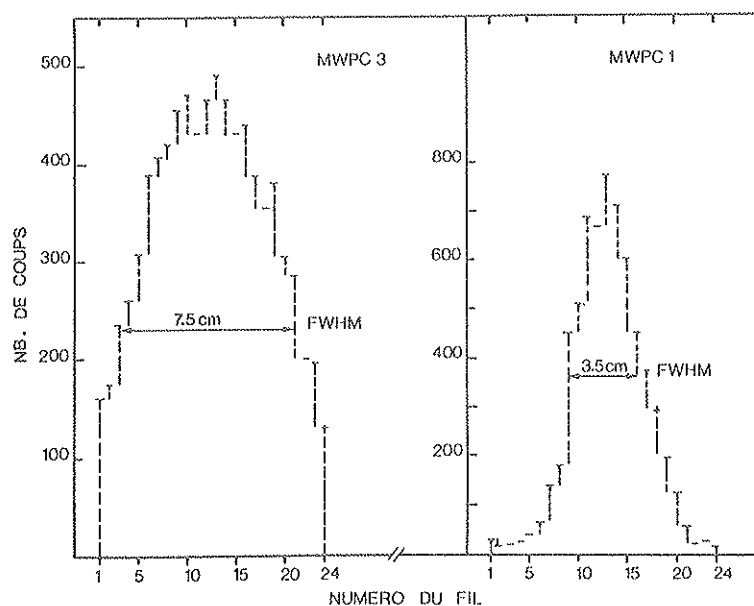


Figure 7

Dimensions du faisceau dans le plan vertical au niveau des chambres à fils MWPC1 et MWPC3

b) Discrimination  $\pi^-/K^-$  :

Une réjection efficace des  $\pi^-$  du faisceau a pu être réalisée grâce à l'application de plusieurs méthodes expérimentales indépendantes.

• Compteurs Cerenkov :

L'effet Cerenkov étant fonction de la vitesse de la particule dans un milieu d'indice  $n$ , ces détecteurs sont très souvent utilisés pour discriminer entre plusieurs types de particules. Pour améliorer la sélection, plusieurs compteurs peuvent être utilisés, comme ce fut le cas dans cette expérience.

Une particule de vitesse  $v$ , traversant un milieu d'indice  $n$ , émettra de la lumière Cerenkov si la condition d'émission :

$$\beta > \frac{1}{n}$$

est satisfaite. La lumière est alors émise sur un cône de demi-angle  $\theta$ , tel que  $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$ . Cette relation montre toute l'importance du choix du milieu.

Pour le compteur  $C_1$  notre choix s'est porté sur un radiateur liquide (FC-75), d'indice  $n = 1.276$ , contenu dans un récipient parallélépipédique en verre, dont quatre des parois intérieures étaient des miroirs, donc parfaitement réfléchissants; les deux faces, haut et bas, transparentes, étaient chacune directement au contact de deux photomultiplicateurs EMI 98 13 KB couvrant 46 % de la surface.

Ce compteur étant placé en tête du télescope, les  $\pi^-$  et  $K^-$  de 750 MeV/c avaient des vitesses supérieures au seuil d'émission, et pouvaient émettre de la lumière Cerenkov. La sélection entre les  $\pi^-$  et les  $K^-$  a été faite sur l'amplitude du signal recueilli. En effet, selon la théorie de FRANCK et TAMM (JEL 58), le nombre de photons émis est proportionnel à  $\sin^2 \theta$ . Dans ce cas, le rapport des nombres de photons émis par les  $\pi^-$  et les  $K^-$  était

$$R = \frac{\sin^2 \theta_{\pi}}{\sin^2 \theta_K} = 2.4$$

(il est à noter que si le radiateur avait été en plexiglass ( $n = 1.5$ ), ce rapport n'aurait été que de 1.4).

En supposant que le pourcentage des photons atteignant les photocathodes fût identique pour les deux particules, ce rapport signifiait que le signal  $\pi^-$  était 2.4 fois plus grand que le signal  $K^-$ , ce qui était suffisant pour faire une discrimination en amplitude.

La figure 8 donne le spectre en amplitude des signaux :

- pour un trigger  $K^-$ -stop enrichi en pions (courbe a)
- pour le trigger  $K^-$ -stop normal (courbe b)

La courbe a) montre bien que les deux particules étaient détectées par ce compteur. A côté du pic principal dû aux pions, on note la présence d'un deuxième pic, d'intensité beaucoup plus faible, dû aux  $K^-$  et correspondant en amplitude à l'unique pic mis en évidence dans la courbe b).

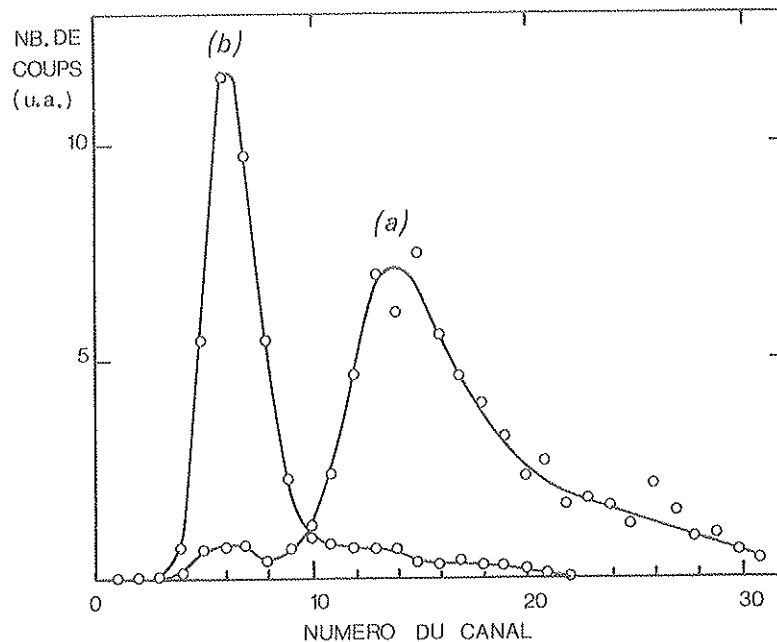


Figure 8 : Spectre en amplitude du compteur Cerenkov liquide  $C_1$ .  
 a) cas d'un trigger enrichi en pions.  
 b) cas du trigger  $K^-$ -stop.

Pour les compteurs  $C_2$  et  $C_3$  les conditions cinématiques étaient différentes. Les radiateurs étaient en plexiglass ( $n = 1.5$ ) et seules les particules ayant des vitesses supérieures à  $0.67c$  pouvaient émettre de la lumière Cerenkov.

L'épaisseur de carbone placée devant les compteurs a été calculée pour que seuls les pions remplissent cette condition. Les parois des radiateurs étaient recouvertes de dioxyde de titane, produit à grand pouvoir réfléchissant. La lumière était collectée dans chaque compteur par quatre photomultiplicateurs XP 1010.

Ces trois compteurs fonctionnaient en "OU" le signal résultant étant en anti-coïncidence avec les autres signaux du télescope  $K^-$ . Il suffisait qu'un seul soit excité pour rejeter le signal correspondant. On arrivait ainsi à des taux de réjection supérieur à 99.9%. Un tel taux n'aurait pu être atteint avec un seul de ces compteurs. Des tests, avec des rayons cosmiques,

ont montré que les efficacités de détection étaient de 98 % pour  $C_1$  et 90 % pour  $C_2$  et  $C_3$ .

#### •• Méthode $dE/dx$ :

Cette méthode était basée sur la mesure des pertes d'énergie des  $\pi^-$  et des  $K^-$  dans les scintillateurs. A impulsion incidente égale, l'énergie des  $\pi^-$  et des  $K^-$  était différente et la perte d'énergie des  $\pi^-$  plus faible que celle des  $K^-$ . L'écart était d'autant plus grand près de la cible où les K étaient déjà fortement ralentis.

C'est ainsi que dans le compteur  $S_4$  de 2 cm d'épaisseur, les  $K^-$  perdaient quatre fois plus d'énergie que les  $\pi^-$ . C'est écart a été mis à profit pour faire une analyse en amplitude des signaux délivrés par ce compteur. Un tel spectre est montré sur la figure 9. Près de 30 canaux séparaient les pions des  $K^-$ . L'étroitesse du pic pion rendait compte du fait que les  $\pi^-$  étaient relativistes au niveau de  $S_4$ , et de ce fait, leurs pertes d'énergie correspondaient au minimum d'ionisation ( $\sim 2 \text{ MeV/g/cm}^2$ ), alors que la largeur du pic  $K^-$  intégrait les effets de "straggling" et de diffusions multiples, subis par la particule durant la traversée du télescope.

La séparation  $\pi^- - K^-$  ainsi obtenue était suffisamment bonne. Il n'a pas été nécessaire d'appliquer cette méthode aux autres compteurs à scintillation dont le rôle se limitait à suivre la trace de la particule.

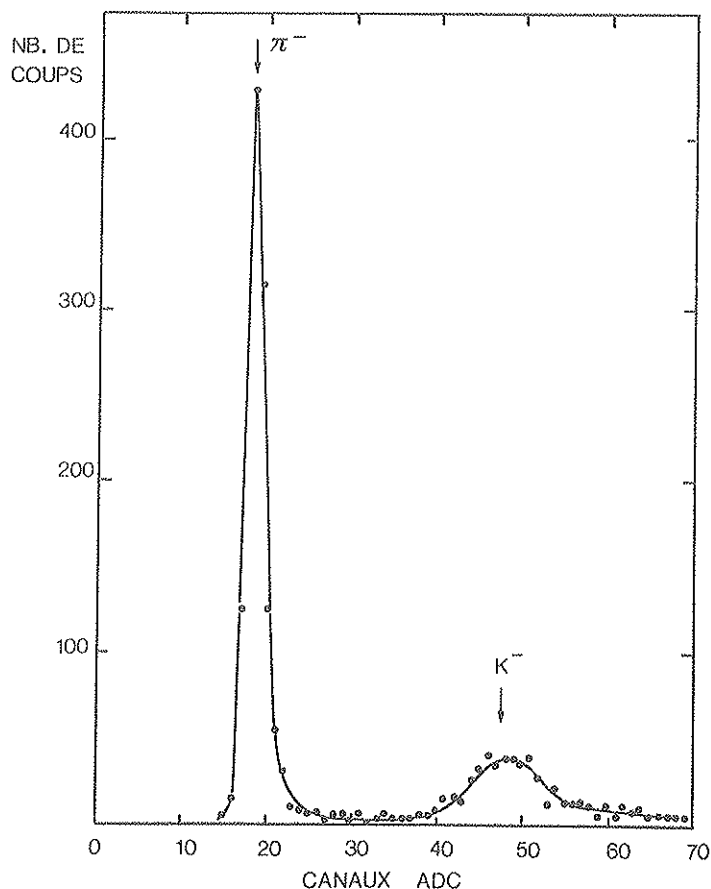


Figure 9 : Spectre en amplitude du compteur  $S_4$  avec un trigger enrichi en pions



### \*\*\* Anti compteur $S_6$ :

Le compteur  $S_6$ , placé derrière la cible, détectait toutes les particules la traversant ; aussi bien les  $\pi^-$  que les  $K^-$  n'ayant pas interagi dans la cible. Il convenait donc de rejeter ces événements qui ne conduisaient pas à la formation d'hypernoyaux. La rejection des  $\pi^-$  étant assurée électroniquement par les compteurs Cerenkov et  $S_4$ , l'action de  $S_6$  était surtout sensible sur les  $K^-$  traversant la cible. Cet effet a été visualisé sur les spectres en amplitude de  $S_4$  (figure 10) obtenus avec et sans le compteur  $S_6$ . Ces spectres montrent que les  $K^-$  rejetés par  $S_6$  étaient ceux qui, se présentant à l'entrée de la cible avec une énergie trop grande pour y être absorbés, laissaient un signal de faible amplitude dans  $S_4$ .

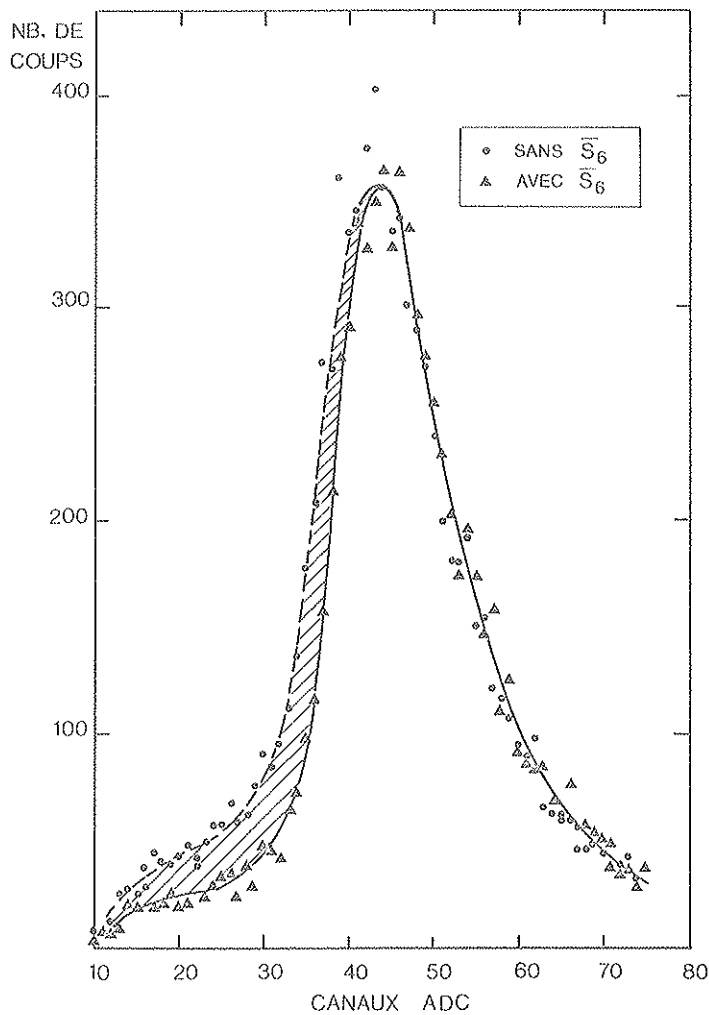


Figure 10 : Spectres en amplitude de  $S_4$   
sans le compteur  $S_6$  dans la coïncidence (courbe pointillée)  
avec le compteur  $S_6$  (courbe continue)

### \*\*\*\* Mesure du temps de vol :

Cette technique est fondée sur la différence des vitesses des  $\pi^-$  et  $K^-$ . Si cette différence est suffisamment importante, alors la différence des temps de parcours sur une courte distance devient accessible à la mesure.

Celle-ci a été réalisée entre les scintillateurs  $S_1$  et  $S_3$  distants de 90 cm. Les courbes a) et b) de la figure 11 montrent les résultats obtenus :

- dans le cas de la courbe a) les compteurs  $C_1$  et  $C_2$  ont été enlevés de la définition électronique du trigger de façon à enrichir ce dernier en pions. Les pics  $\pi^-$  et  $K^-$  sont séparés de 1 ns environ.
- avec un trigger  $K^-$ -stop normal, cas de la courbe b) seul le pic  $K^-$  subsiste précédé d'une traînée à l'emplacement du pic  $\pi^-$ . Cette mesure montre que la réjection des pions était satisfaisante puisque la proportion de  $\pi^-$  dans le trigger était très faible. Sur ce spectre b), la pureté du trigger a été estimée à 98.5%. Ainsi, de 840 000  $\pi^-$  par burst sur  $S_1$ , on n'en conservait plus qu'une dizaine environ dans le trigger final, indiquant que le taux de réjection des pions par les différentes méthodes était supérieur à 99.99 %.

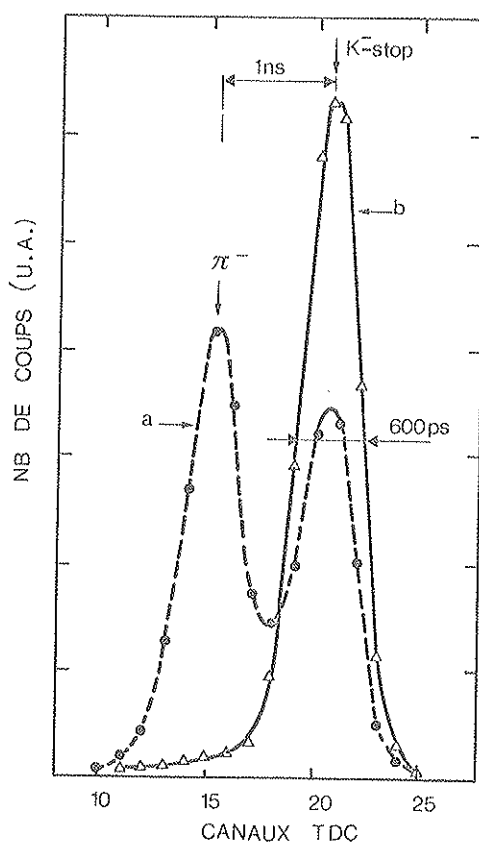


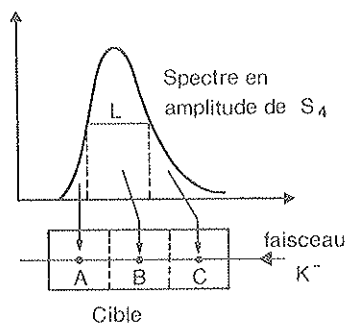
Figure 11 : Mesure du temps de vol des  $\pi^-$  et  $K^-$  entre les compteurs  $S_1$  et  $S_3$  (90 cm)  
 a) en pointillé, cas d'un trigger enrichi en pions  
 b) en trait plein, cas du trigger  $K^-$ -stop

Par cette méthode, nous disposons d'un moyen sûr de contrôler la qualité du trigger tout au long de l'expérience et d'intervenir rapidement si la pollution des pions devenait trop importante, par suite d'un dérèglement de l'électronique.

En conclusion, grâce à ce télescope, environ 800 mésons- $K^-$  étaient arrêtés dans la cible de  ${}^7\text{Li}$  de  $6.7\text{g/cm}^2$  par burst du PS, pour un flux d'entrée de 20 000  $K^-$  environ. Les interactions qui avaient lieu dans les ralentisseurs, les désintégrations en vol, ainsi que les dimensions des compteurs étaient responsables des pertes.

La discrimination  $\pi^- - K^-$  réalisée par différentes méthodes a permis de définir un trigger  $K^-$ -stop pur à 98.5 % ce qui constituait l'objectif principal du télescope.

La détermination de la région de la cible où avait lieu l'interaction  $K^-$ -Noyau était un paramètre important pour le calcul des énergies des  $\pi^0$  émis lors de l'interaction (voir plus loin).



Les coordonnées suivant les axes perpendiculaires au faisceau étaient déduites des informations tirées des chambres à fils MWPC 3, 4 placées devant la cible, avec une précision suffisante (de 4 mm). Par contre, suivant l'axe du faisceau, l'épaisseur de la cible (12 cm pour lithium-7) introduisait une incertitude trop grande sur la position du point d'arrêt. Aussi, en utilisant les spectres en amplitude donnés par le scintillateur  $S_4$ , nous avons procédé à une partition de la cible en 3 zones égales (voir schéma ci-contre) en prenant comme point d'arrêt le milieu de chaque zone. Les événements compris dans l'intervalle L du spectre de  $S_4$  (L étant la largeur à mi-hauteur) étaient supposés s'arrêter au milieu de la cible (point B). Ceux, incrémentant les bas canaux du spectre, perdant peu d'énergie dans  $S_4$ , étaient absorbés dans le dernier tiers de cible (point A). Inversement, pour les  $K^-$  les moins énergiques (grandes amplitudes dans  $S_4$ ) le point d'arrêt était le milieu du premier tiers de la cible (point C).

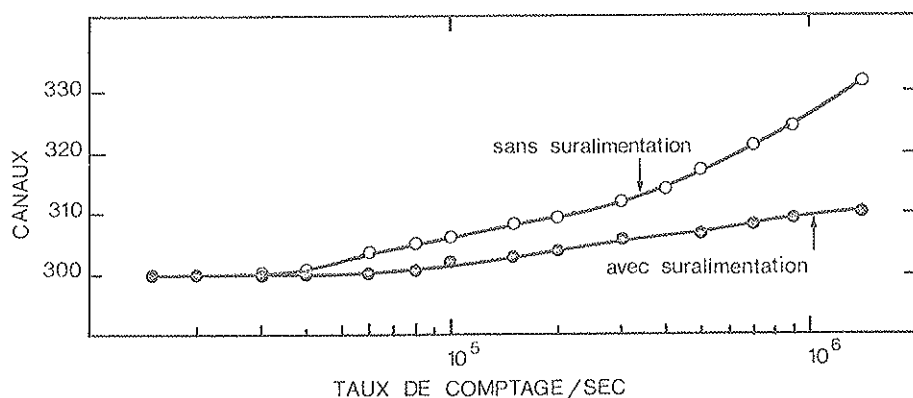
#### C - VOIE $\gamma$ :

Pour les raisons exposées plus haut, la détection des  $\gamma$  de désexcitation des hypernoyaux était assurée par des cristaux NaI (Tl). La section efficace de production des événements recherchés étant très faible et afin d'améliorer la statistique, deux cristaux de grands volumes ont été utilisés (4" x 3" pour NaI-1, 5" x 2" pour NaI-2).

Ils se trouvaient tous les deux à une distance d'environ 35 cm de la cible : NaI-1 était placé sous la cible tandis que NaI-2 était à  $45^\circ$  au dessus de celle-ci.

La lumière émise par NaI-1 était collectée par 7 photomultiplicateurs XP 1010 dont les hautes tensions étaient ajustées pour avoir le même gain pour chaque tube. Un tel système où la lumière était répartie sur 7 photocathodes au lieu d'une seule, permettait de plus forts taux de comptage, sans dérive en amplitude des signaux trop importante. L'inconvénient de ce procédé est que l'obtention d'un bon contact optique entre le cristal et les photomultiplicateurs n'est pas aisée.

Pour le deuxième cristal, nous avons adopté un montage plus traditionnel où un seul photomultiplicateur, du type XP 1040 a été utilisé. Des essais avec une source de Césium-137 et une répartition des tensions interdynodes recommandée par le fabricant ont montré qu'à des taux de comptage élevés, on avait un déplacement important du pic à 662 KeV (figure 12). Une suralimentation en courant des trois dernières dynodes limitait cette dérive de gain, la réduisant d'un facteur 3.



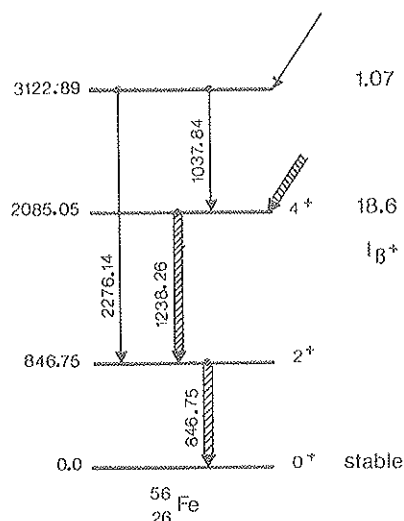
**Figure 12** : Variation du gain du photomultiplicateur XP 1040 en fonction du taux de comptage (essais avec les  $\gamma$  de 667 KeV du  $^{137}\text{Cs}$ ).  
Effet d'une suralimentation des dernières dynodes.

#### Rejet des particules chargées :

Devant chaque cristal, un scintillateur plastique,  $S_{17}$  devant NaI-1 et  $S_{18}$  devant NaI-2, détectait les particules chargées pénétrant dans le compteur et pouvant y interagir. Ces scintillateurs fonctionnaient en anti-coïncidence et interdisaient l'analyse de tout signal  $\gamma$  associé à une particule chargée.

#### Etalonnage en énergie :

Près de chaque cristal était placée une source de  $^{56}\text{Co}$ , émetteur  $\beta^+$ , assurant la calibration en énergie du cristal au cours de l'expérience. Cette source était déposée entre deux scintillateurs plastiques de petites dimensions ( $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ) directement au contact de la photocathode d'un XP 1110 et chargés de la détection du positron émis.



Désintégration  $\beta^+$  du  $^{56}\text{Co}$   
Niveaux du  $^{56}\text{Fe}$  atteints

La détection des  $\gamma$  de la source en coïncidence avec le  $\beta^+$  permettait d'atteindre les niveaux excités du  $^{56}\text{Fe}$  et principalement le niveau  $4^+$  à 2085 KeV. Ce niveau par émission de 2  $\gamma$  en cascade de 1238,26 KeV et 846,75 KeV se désintégraît sur le niveau fondamental du  $^{56}\text{Fe}$ , comme le montre le schéma ci-contre.

Avec ces deux pics  $\gamma$ , plus le pic d'annihilation à 511 KeV, on avait les étalonnages en énergie de chaque cristal. Comme nous le verrons dans la description de l'électronique, la détection des  $\gamma$  de la source n'était autorisée, durant les bursts, qu'en l'absence du signal  $K^+$ -stop.

Les résolutions en énergies ont été mesurées en dehors des bursts et durant les bursts (tableau VI). Dans ce dernier cas on a observé une dégradation sensible de ces résolutions due aux taux de comptage élevé : peu différents pour chacun des cristaux, environ 100 000 coups par burst, soit de l'ordre de 300 000 coups par seconde.

Conditions de la mesure	NaI-1		NaI-2	
Laboratoire source $\gamma$ : Cs-137	9 %		8 %	
Site expérimental source $\gamma$ : Co-56	511 KeV	847 KeV	511 KeV	847 KeV
en dehors des bursts	13.4 %	11 %	15 %	11 %
durant les bursts	21 %	16 %	18 %	13 %

Tableau VI : Résolution en énergie des détecteurs  $\gamma$

### Efficacité de détection :

L'efficacité de détection de NaI-1 a été mesurée en déplaçant des sources calibrées ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) dans un volume simulant la cible (figure 13). A 35 cm du cristal et pour des  $\gamma$  de 1 MeV, cette efficacité était de 0.15 %, représentant le rapport du nombre de  $\gamma$  détectés de 1 MeV au nombre de  $\gamma$  de même énergie émis par la source dans  $4\pi$ . Ce pourcentage tient compte de l'angle solide du NaI.

Malgré les dimensions légèrement différentes des deux cristaux, les volumes étaient sensiblement identiques et nous avons pu vérifier que les efficacités de détection étaient équivalentes pour des  $\gamma$  dans la région du MeV.

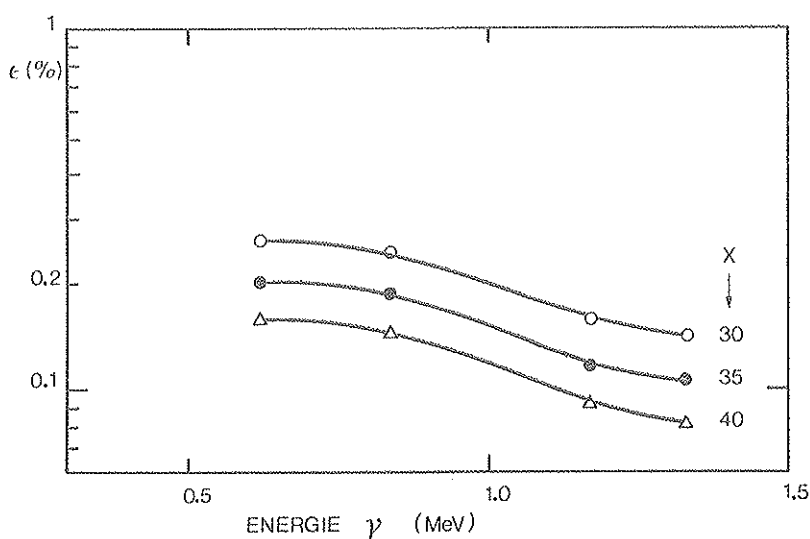


Figure 13 : Efficacité de détection du NaI-1 pour différentes distances, X cm, de la source au cristal.

### Temps de vol $K^- - \gamma$ :

En admettant un taux de production des états excités hypernucléaires de 0.5 % par  $K^-$ -stop, nous pouvions espérer détecter avec un seul cristal environ  $7 \cdot 10^{-6}$   $\gamma$  par  $K^-$ -stop d'origine hypernucléaire. Or le nombre moyen de coïncidences K- $\gamma$  effectivement observées était de 0.01 par  $K^-$ -stop, indiquant la présence d'un bruit de fond important dont l'origine a été discutée plus haut.

Une mesure du temps de vol du  $\gamma$  détecté a été réalisée afin d'éliminer une partie du fond. Pour cela, les signaux "start" et "stop" étaient fournis respectivement par  $S_1$ , le premier compteur du télescope  $K^-$ , et par la coïncidence K- $\gamma$ . L'analyse en temps était faite pendant environ 25 ns. Le temps ainsi mesuré était celui nécessaire à la particule incidente pour traverser le télescope et s'arrêter dans la cible, auquel s'ajoutait le temps mis par le  $\gamma$  pour atteindre le cristal NaI.

Des mesures faites avec une source de  $^{60}\text{Co}$  ont permis d'obtenir une résolution en temps de 1,8 ns, lorsque les 2  $\gamma$  de 1.17 MeV et 1.33 MeV étaient sélectionnés, sensiblement équivalente pour les deux NaI. Pour une dynamique plus large en énergie (incluant le 511 KeV) la résolution n'était plus que de 2.5 ns.

Les spectres en temps K- $\gamma$  obtenus avaient une largeur de 8 ns à mi-hauteur avec un maximum au 17e canal temps pour NaI-2 (figure 14) et au 15e canal pour NaI-1. Cet écart entre les deux cristaux provenait d'une part des temps de transit dans les photomultiplicateurs différents entre les XP 1010 (34 ns) et le XP 1040 (46 ns) et d'autre part des retards électroniques introduits sur les voies "stop".

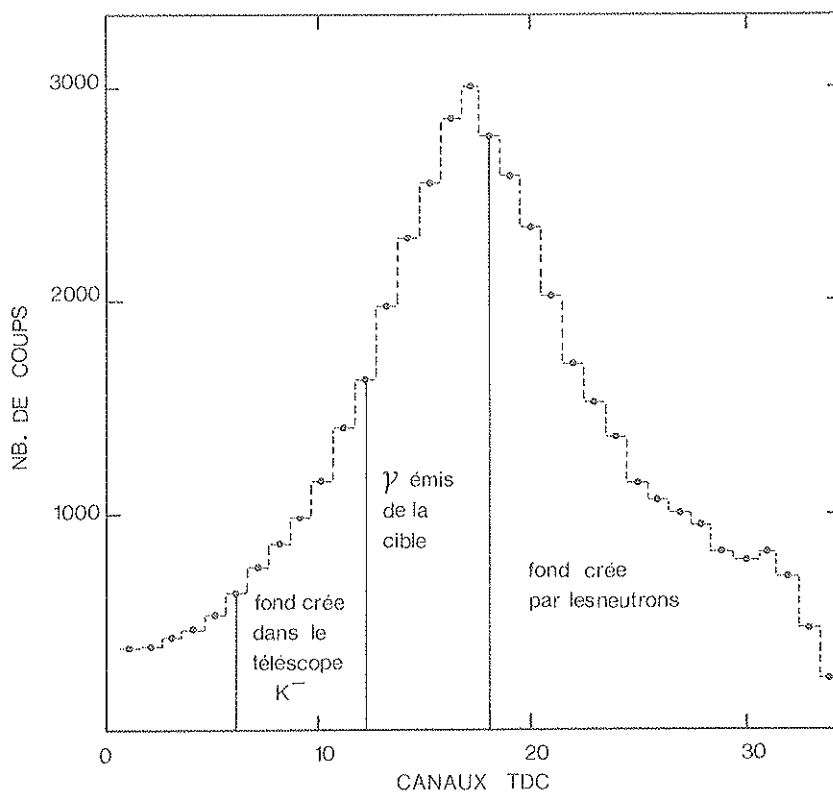


Figure 14 : Spectre du temps de vol K- $\gamma$  pour NaI-2 (0.8 ns/c1), avec la cible de  $^7\text{Li}$ .

Dans ces spectres, les  $\gamma$  prompts émis de la cible constituaient une zone de quelques canaux de large définie grâce à la détection de la raie nucléaire à 0.98 MeV du  $^8\text{Li}$ , observée avec une cible de  $^9\text{Be}$ . Pour NaI-1 cette zone s'étendait du 8e au 14e canal temps et pour NaI-2 du 12e au 18e (cf. chapitre "résultats expérimentaux").

En conclusion, les  $\gamma$  d'origine hypernucléaires devaient être observés dans ces zones exclusivement, regroupant environ 25% du nombre total de  $\gamma$  détectés. On diminuait ainsi d'un facteur 4 le bruit de fond accompagnant les événements recherchés par une sélection sur le spectre de temps de vol des  $\gamma$ .

D - TELESCOPE  $\pi^-$  :Description :

L'identification de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  nécessitait la détection des  $\pi^-$  de 53 MeV provenant de la désintégration mésonique de l'hypernoyau ainsi que la mesure de leur énergie. Pour cela nous disposions d'un télescope à parcours composé de (figure 15) :

- une paire de chambres à fils MWPC 5, 6 placée près de la cible. Chaque chambre comprenait 48 fils espacés de 3 mm réunis deux à deux et était alimentée selon le même mélange gazeux que les chambres du télescope  $\text{K}^-$ .

- deux hodoscopes de scintillateurs, l'un disposé verticalement, l'autre horizontalement, situés à 35 cm de la cible. Chaque hodoscope était formé de dix scintillateurs de  $500 \times 50 \times 6 \text{ mm}^3$ . L'ensemble définissant des zones carrées de 5 cm de côté.

- un ensemble de scintillateurs,  $\text{S}_8 - \text{S}_{16}$  ( $500 \times 500 \times 6 \text{ mm}^3$ ) précédés du scintillateur  $\text{S}_7$  ( $350 \times 350 \times 6 \text{ mm}^3$ ) et trois ralentisseurs M1 (en cuivre), M2 (plomb, 5 cm d'épaisseur), M3 (cuivre, 3 cm d'épaisseur).

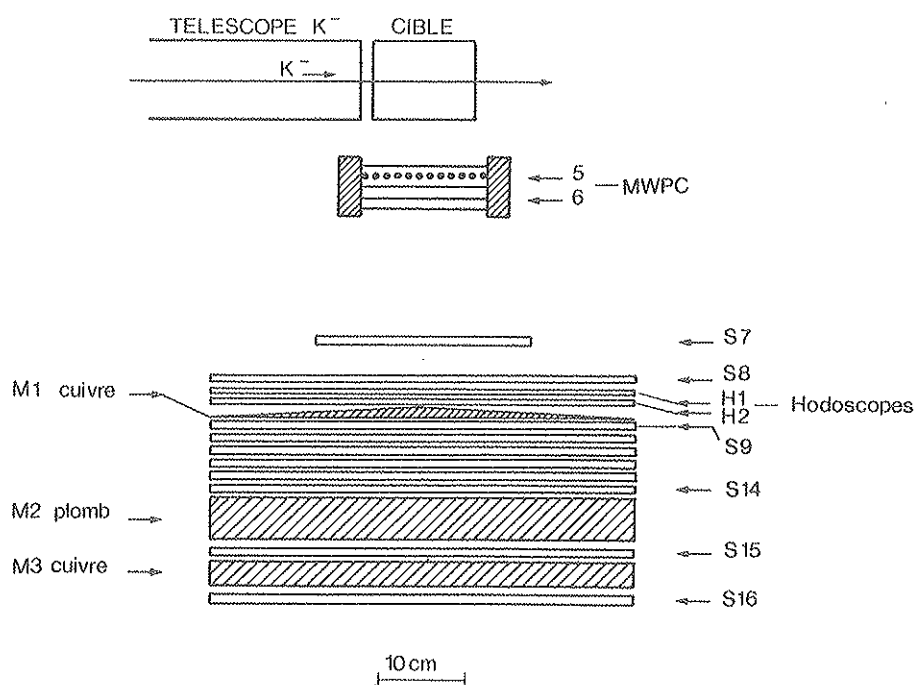


Figure 15 : Schéma du télescope  $\pi^-$  (EXP 77).



### Zones d'énergie couvertes :

Le télescope définissait trois régions d'énergie  $\pi^-$ .

a) Energies inférieures à 40 MeV. Dans ce cas, les pions excitaient  $S_7$ ,  $S_8$  et éventuellement les hodoscopes, mais étaient arrêtés dans M1 et ne donnaient pas de signal dans  $S_9$ .

b) Entre 45 et 65 MeV : les pions, dans cette gamme d'énergie, atteignaient au moins  $S_9$  et s'arrêtaient entre  $S_9$  et  $S_{13}$ . La forme tronconique de M1 ( $\phi = 50$  cm,  $e = 9$  mm au centre et 2 mm sur les bords) a été spécialement étudiée pour que les pertes d'énergie des pions de 53 MeV soient les mêmes, quelque soit la direction d'émission (dans l'angle solide utilisable). L'épaisseur de M1 était calculé pour que les pions de 53 MeV émis du centre cible, s'arrêtent dans le scintillateur  $S_{11}$ .

c) Au-delà de 65 MeV : dans ce cas, les particules traversaient  $S_{14}$  et pouvaient atteindre  $S_{15}$  si leurs énergies dépassaient 150 MeV, sinon elles étaient absorbées dans M2. Entre 150 MeV et 190 MeV, elles s'arrêtaient dans M3, et, au-delà de cette énergie, traversaient tout le télescope.

L'existence de ces trois zones d'énergie devait conduire à l'identification de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}H$ . En effet, la transition  $\gamma$  devait apparaître en coïncidence avec les pions arrêtés entre  $S_9$  et  $S_{13}$  avec un rapport pic sur fond fortement amélioré. Par contre, cette transition devrait être pratiquement absente des spectres des  $\gamma$  pris en coïncidence avec les pions des autres zones d'énergie. Aucune confusion avec  ${}^4_{\Lambda}He^*$  n'était possible, puisque, rappelons-le, la désintégration mésonique de cet hypernoyau conduit à l'émission de  $\pi^-$  de 31 MeV au plus.

### Calcul de l'énergie des $\pi^-$ :

L'énergie des  $\pi^-$ , dans la région 45-65 MeV, a été calculée par une méthode de reconstitution de la trajectoire. La direction du  $\pi^-$  était déduite des informations des chambres à fils MWPC 5, 6 corrélées avec celles des hodoscopes. L'épaisseur de cible traversée par le  $\pi^-$  était déterminée, comme on l'a vu, à partir des informations données par les deux chambres MWPC 3, 4 du télescope  $K^-$ , placées devant la cible. Connaissant le numéro d'arrêt du scintillateur, on en déduisait l'énergie du  $\pi^-$  observé.

Le spectre en énergie des pions dans cette région d'énergie est représenté sur la figure 16, indiquant un maximum à 54 MeV et une largeur à mi-hauteur de 11 MeV.

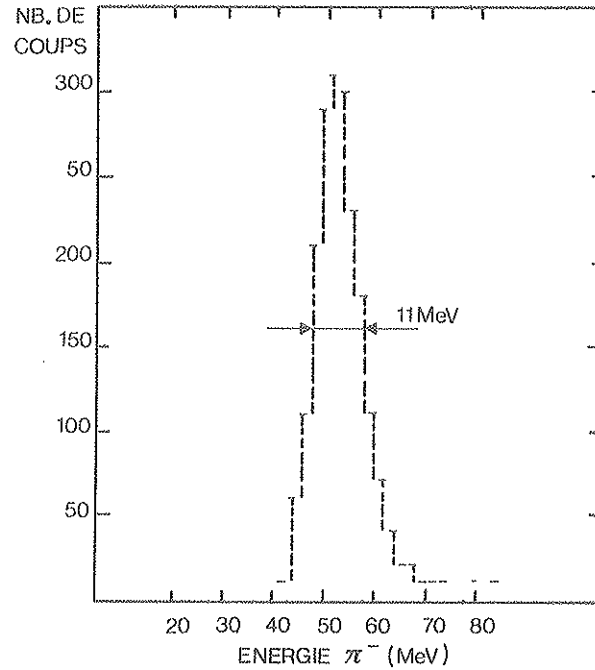


Figure 16 : Spectre en énergie des  $\pi^-$  arrêtés entre  $S_9$  et  $S_{13}$  inclus et émis de la cible de  ${}^7\text{Li}$

Efficacité de détection :

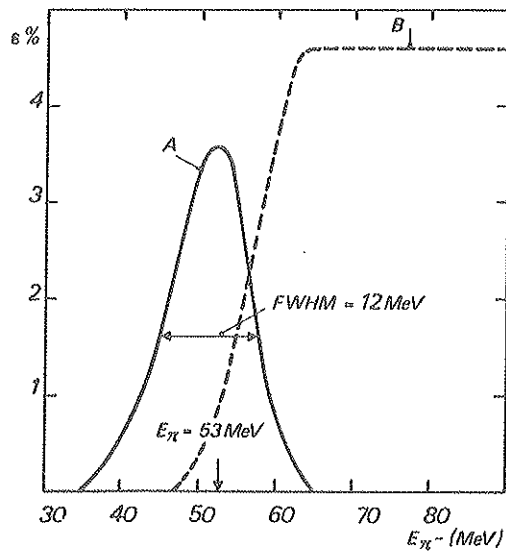


Figure 17 : Efficacité de détection du télescope  $\pi^-$  en fonction de l'énergie, simulée par un calcul de Monte-Carlo.

Courbe A : pions arrêtés entre  $S_9$  et  $S_{13}$

Courbe B : pions donnant un signal dans  $S_{14}$

L'efficacité de détection du télescope en fonction de l'énergie des  $\pi^-$  a été calculée par une méthode de Monte-Carlo (figure 17). Les coordonnées spatiales des points d'émission des  $\pi^-$  étaient tirées au hasard suivant des lois de distribution gaussiennes, dans les limites géométriques de la cible. Les directions des pions étaient tirées au hasard sur  $4\pi$ , puisque l'émission est isotrope. Pour chaque énergie  $\pi^-$  fixée, on déterminait le nombre d'événements arrêtés dans les scintillateurs  $S_9 - S_{13}$  ainsi que le nombre de pions traversant  $S_{14}$ . L'efficacité de détection était alors le rapport de ces nombres au nombre de tirages initiaux sur  $4\pi$ .

La courbe A correspond aux particules arrêtées entre  $S_9$  et  $S_{13}$ . L'efficacité maximum, 3,6% est obtenue pour des pions de 52 MeV et la résolution en énergie est de  $\pm 6$  MeV.

La courbe B correspond aux pions donnant un signal dans  $S_{14}$ . Le maximum, 4,6% est atteint pour des pions d'énergie supérieure à 65 MeV, et reste constante au-delà de cette énergie. On constate que la proportion de  $\pi^-$  de 53 MeV laissant un signal dans  $S_{14}$  est faible, et ne représente que 20% des  $\pi^-$  de cette énergie émis dans l'angle solide du télescope.

#### Bruit de fond :

Le télescope  $\pi^-$  intervenait dans le schéma général de l'expérience lorsqu'une coïncidence  $K^-$ -stop.  $S_7$  .  $S_8$  était réalisée. Le taux de ces coïncidences était de l'ordre de 70 par burst.

Les particules détectées étaient émises d'une part tout au long du télescope  $K^-$  et d'autre part lors de l'interaction  $K^-$  - noyau cible.

En tenant compte des informations des chambres à fils MWPC 5, 6, l'angle solide des compteurs  $S_7$  .  $S_8$  vis à vis du télescope  $K^-$  était fortement réduit, ce qui éliminait en grande partie les particules chargées provenant du télescope. Le tableau VII indique les contributions relatives du télescope  $K^-$  et de la cible pour 70 coïncidences par burst. Dans la zone d'énergie des  $\pi^-$  de 53 MeV, on comptait en moyenne 6.5 coïncidences  $K^-$ - $\pi^-$  par burst, avec des  $\pi^-$  émis de la cible et arrêtés entre  $S_9$  et  $S_{13}$ . Ainsi environ 10% des pions déclenchant la coïncidence  $K^-$ - $\pi^-$  avaient une énergie comprise entre 45 MeV et 65 MeV.

Nombre de coïncidences	
$K^-$ -stop. $S_7$ par burst.....	70
Nombre de $\pi^-$ provenant	
du télescope $K^-$ .....	25
Nombre de $\pi^-$ provenant	
de la cible.....	45
Nombre de $\pi^-$ arrêtés	
entre $S_9$ et $S_{13}$ .....	6.5

Tableau VII

E - TELESCOPE  $\pi^0$ :Choix de la méthode :

De même que le télescope  $\pi^-$  était nécessaire pour identifier l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ , de même, pour identifier l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , nous disposons d'un "télescope  $\pi^0$ " chargé de détecter les photons de la désintégration électromagnétique du  $\pi^0$  et permettant de mesurer l'énergie du  $\pi^0$ .

Les deux photons font un angle  $\varphi$  compris entre  $\varphi_{\min}$  et  $180^\circ$ . L'angle minimum  $\varphi_{\min}$  est caractéristique de l'énergie du  $\pi^0$  et est donné par la relation

$$\varphi_{\min} = 2 \arccos \beta$$

où  $\beta c$  est la vitesse du  $\pi^0$

A cet angle  $\varphi_{\min}$  les énergies des 2  $\gamma$  sont égales :

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{1}{2} (E_{\pi^0 \text{ cin}} + M_{\pi^0})$$

Dans le cas qui nous intéresse, où  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  émet des  $\pi^0$  de 57 MeV, on a :

$$\varphi_{\min} = 89.4^\circ$$

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = 96 \text{ MeV}$$

Lorsque  $\varphi$  varie de  $\varphi_{\min}$  à  $180^\circ$ , la cinématique donne les variations suivantes pour les énergies des 2 photons :

$$\begin{array}{lcl} \varphi & : & 89.4^\circ \longrightarrow 180^\circ \\ E_{\gamma_1} & : & 96 \text{ MeV} \longrightarrow 164 \text{ MeV} \\ E_{\gamma_2} & : & 96 \text{ MeV} \longrightarrow 28 \text{ MeV} \end{array}$$

La probabilité qu'a un  $\pi^0$ , de vitesse  $\beta c$ , d'émettre les 2 photons avec un angle d'ouverture compris entre  $\varphi_{\min}$  et  $\varphi$  est donnée par la relation :

$$P(\varphi) = \frac{1}{\beta} \frac{\left( \beta^2 - \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right)^{1/2}}{\sin \frac{\varphi}{2}}$$

Cette fonction a été tracée sur la figure 18 pour l'énergie  $\pi^0$  de 57 MeV. Cette courbe montre que 50% des  $\pi^0$  se désintègrent en émettant les 2 photons dans un angle compris entre  $\varphi_{\min}$  et  $\varphi_{\min} + 8^\circ$ .

La distribution des  $\pi^0$  de 57 MeV en fonction de l'angle  $\varphi$ , a été obtenue en intégrant la densité de probabilité dans des domaines  $\Delta \varphi = 1^\circ$ . Cette courbe est très pointée sur l'angle  $\varphi_{\min}$  confirmant le rôle particulier que joue cet angle.

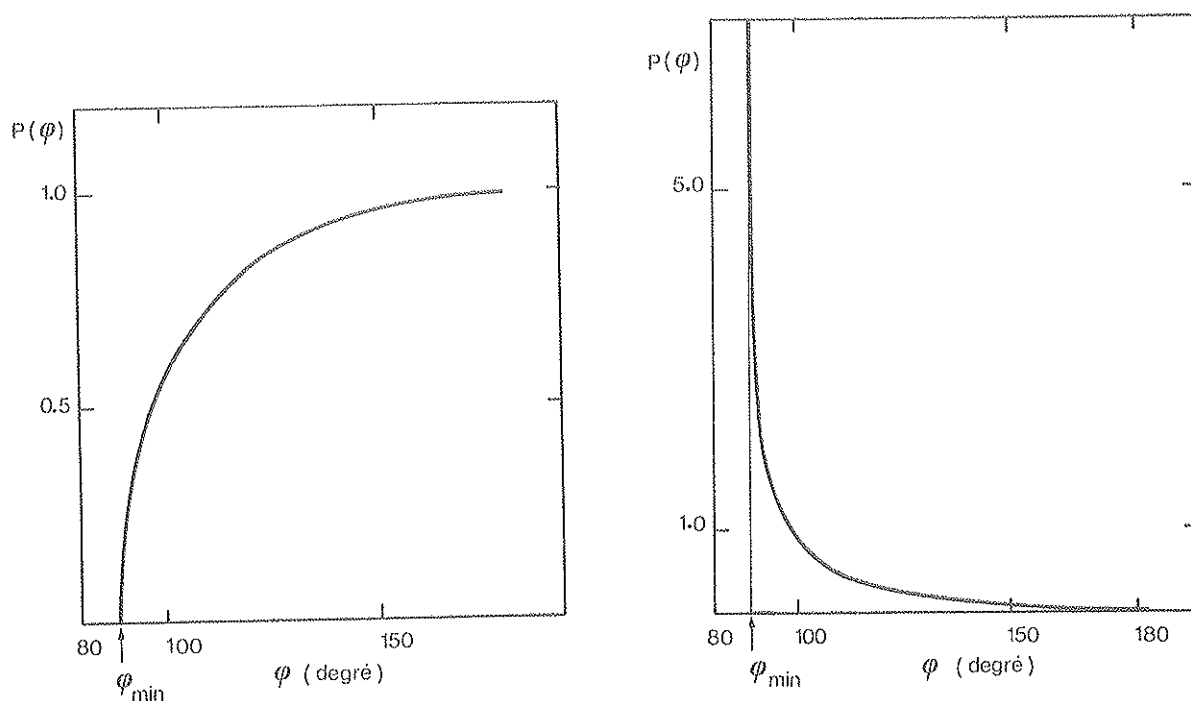


Figure 18

Probabilité pour un  $\pi^0$  de 57 MeV d'émettre 2 photons avec un angle d'ouverture inférieur ou égal à  $\varphi$

Densité de probabilité pour un  $\pi^0$  de 57 MeV d'émettre 2 photons avec un angle d'ouverture  $\varphi$

Deux techniques de détection étaient possibles pour la mesure de l'énergie cinétique du  $\pi^0$ .

La première consistait à détecter les deux photons dans des compteurs à absorption totale et mesurer leur énergie totale avec une résolution suffisante. Parmi ces compteurs, les cristaux à iodure de sodium offrent une excellente résolution mais avec un angle solide de détection trop faible. Quant aux compteurs du type verre au plomb, dans cette gamme d'énergie des  $\gamma$ , leur résolution en énergie est un obstacle sérieux : de l'ordre de 50%, ce qui ramené à l'énergie cinétique du  $\pi^0$ , correspond à une incertitude de 100%. De plus, comme l'angle d'ouverture minimum des 2 photons est grand, cela entraînait l'utilisation de compteur de grandes dimensions les rendant très onéreux.

La deuxième technique, que nous avons choisie, consistait à mesurer l'angle  $\varphi$  entre les 2 photons et à considérer que  $\varphi$  n'était autre que  $\varphi_{\min}$ . D'où l'énergie du  $\pi^0$ .

Cette hypothèse était justifiée par la forme des courbes de distribution (figure 18).

Avec cette hypothèse, l'erreur  $\Delta E_0$  faite sur l'énergie cinétique  $E_0$  du  $\pi^0$  est reliée à l'erreur  $\Delta\varphi$  faite sur l'angle par la relation :

$$\Delta E_0 = \frac{\left( E_0 + M_0 \right)}{2 M_0} \left( E_0^2 + 2 E_0 M_0 \right)^{1/2} \times \Delta\varphi$$

La résolution en énergie  $\frac{\Delta E_0}{E_0 \times \Delta\varphi}$  est une courbe variant peu dans un large intervalle d'énergie  $\pi^0$  (figure 19) et passant par un minimum pour des  $\pi^0$  de 83 MeV. Par contre, pour des  $\pi^0$  d'énergie inférieure à 20 MeV ou supérieure à 300 MeV, cette résolution se dégrade très rapidement indiquant que dans ces zones d'énergie, cette méthode de mesure de l'énergie du  $\pi^0$  n'est pas applicable.

On voit qu'une erreur de  $14^\circ$  sur la mesure de l'angle conduit à une résolution sur l'énergie des  $\pi^0$  de 57 MeV de 42 %. Le fait que, dans la réalité, les paires de photons ne soient pas toujours émises à l'angle minimum, dégradera cette résolution mais nous verrons plus loin que l'effet reste minime.

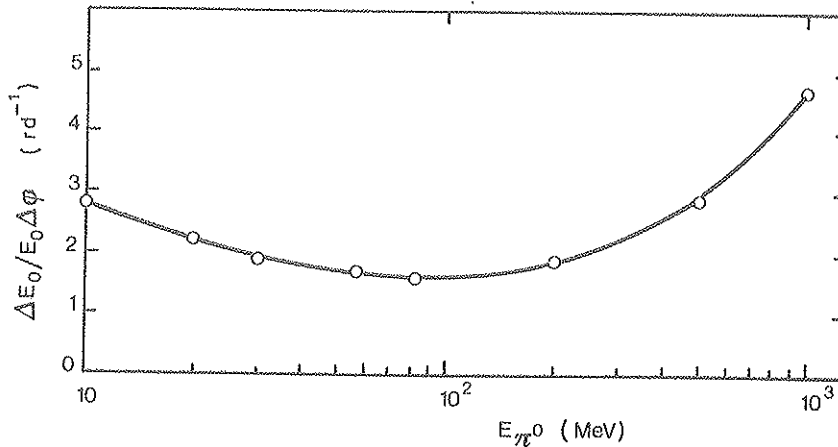


Figure 19

#### Description :

Le détecteur  $\pi^0$  tel qu'il a été conçu devait remplir deux conditions :

- 1) Présenter un angle solide suffisamment grand pour détecter des paires de photons avec un grand angle d'ouverture.

2) Localiser les impacts de chaque  $\gamma$  avec une précision telle que l'erreur sur la mesure de l'angle reste dans des limites tolérables.

Ce télescope se présentait sous la forme d'un hodoscope constitué de 21 éléments indépendants. Chaque élément était composé (figure 20) de deux plaques de scintillateurs (NE 110) de 15 mm d'épaisseur, 50 mm de largeur et 150 cm de hauteur. Ces scintillateurs étaient précédés d'un convertisseur en plomb d'épaisseur telle que, quelque soit la direction d'un photon émis du centre de la cible, celle-ci soit comprise entre 1.5 et 2 longueurs de radiation (1 RL = 0.56 cm pour le plomb). Les deux scintillateurs étaient couplés à chaque extrémité à un même photomultiplicateur XP 2020.

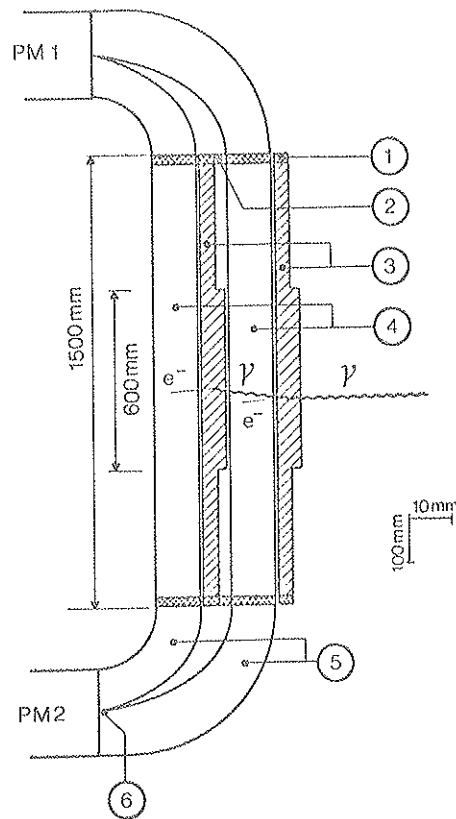


Figure 20 : Schéma d'un élément du détecteur  $\pi^0$   
 1 - collier de serrage et de fixation au bâti  
 2 - cale d'épaisseur  
 3 - convertisseurs de plomb ( $e_{\max} = 1.5 \text{ RL}$ )  
 4 - scintillateurs NE 110 ( $e = 15 \text{ mm}$ )  
 5 - guides de lumière  
 6 - zone de collage des guides entre eux

Ces 21 éléments étaient disposés, verticalement, côte à côte sur une portion de cylindre de 40 cm de rayon, centré sur la cible. Chaque élément couvrant un angle de  $7^\circ$ , l'ensemble offrait un angle total de  $147^\circ$  dans le plan horizontal, sous-tendant un angle solide de 35% par rapport à  $4\pi$ .

Les photons étaient détectés grâce aux gerbes d'électrons et de photons secondaires qu'ils développaient en traversant les convertisseurs de plomb. CRAWFORD et MESSEL (CRA 62) ont montré par une méthode de Monte-Carlo que chaque photon de 100 MeV traversant une épaisseur de plomb de 1.5 longueur de radiation créait en moyenne 0.67 électrons avec une énergie de 24.5 MeV, plus un photon avec une énergie de 57.4 MeV. Ces données ont été calculées en supposant que toute particule secondaire d'énergie inférieure à 10 MeV ne contribuait pas au développement de la gerbe. La validité de ce calcul a été montrée expérimentalement (DAR 75).

La présence dans chaque élément du télescope d'un double ensemble plomb-scintillateur augmentait la probabilité de détection du photon incident, puisque 10% seulement des photons incidents de 100 MeV ne développaient pas de gerbes dans le plomb.

#### Localisation. Mesure de $\varphi_{\min}$ :

La localisation de la gerbe le long des scintillateurs a été réalisée par une méthode de temps de vol, (CHA 62), qui consistait à mesurer la différence de temps mis par la lumière pour atteindre les deux photocathodes. Afin de ne pas détériorer les temps de montée des signaux, les scintillateurs et les guides de lumière étaient recouverts de papier noir, non adhésifs, absorbant la lumière réfractée et ne transmettaient aux photocathodes que la lumière émise sous réflexion totale.

Des tests effectués avec une source de strontium collimatée, en sélectionnant les  $\beta$  les plus énergiques, ont permis d'étudier la variation de l'amplitude du signal en fonction de la position de la source le long du scintillateur. La figure 21 montre que l'atténuation de la lumière pour chacun des photomultiplicateurs était de l'ordre de 2, d'un bout à l'autre du scintillateur, tandis que la somme des deux signaux restait constante dans la limite de 13%.

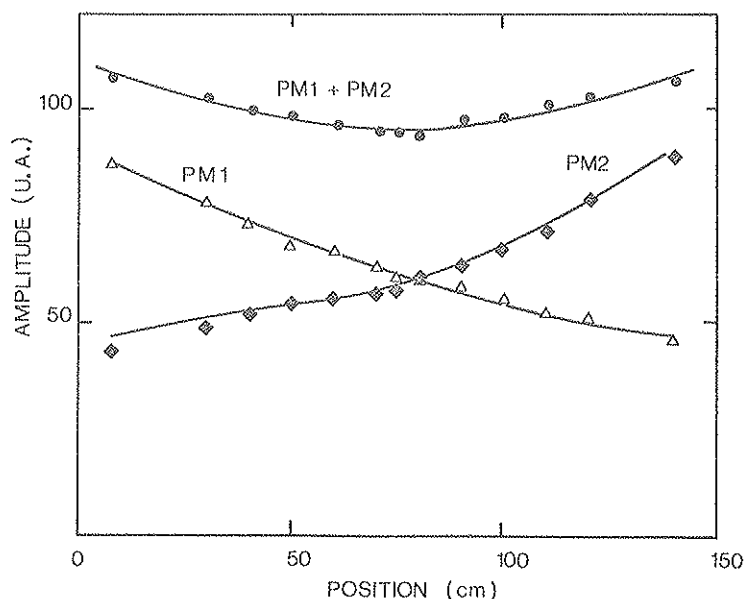


Figure 21 : Variation de la hauteur des impulsions délivrées par chaque PM, en fonction de la position de l'impact le long du scintillateur.

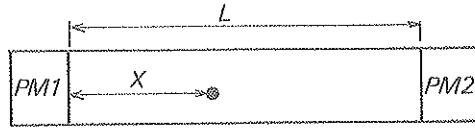


Dans cette situation, si une gerbe est détectée à une distance  $X$  d'une extrémité, les temps mis par la lumière pour atteindre chacune des photocathodes est :

$$t_1 = \frac{X f n}{c} \quad (1)$$

$$t_2 = \frac{(L-X) f n}{c} \quad (2)$$

$n$  étant l'indice du scintillateur ( $n = 1.58$ ) et  $f$ , un facteur géométrique exprimant le fait que le chemin optique  $n f X$  parcouru par la lumière est compris entre  $X$ , le chemin direct, et  $nX$  le chemin le plus long suivi par la lumière sous réflexion totale.



$f$  doit donc satisfaire l'inégalité

$$1 \leq f \leq 1.58$$

La différence de temps entre les 2 signaux est alors :

$$T = (t_1 - t_2) = (2X - L) \frac{fn}{c} \quad (3)$$

à une variation  $\Delta X$  de  $X$ , il correspond une variation  $\Delta T$  de  $T$  telle que :

$$\Delta T = \frac{2 f n}{c} \Delta X \quad (4)$$

La dynamique en temps pour un scintillateur de 150 cm est donc donnée par la relation ( $\Delta X = L$ )

$$\Delta T_L = \frac{2 f n L}{c} \quad (5)$$

Cette relation est importante : elle montre que la dynamique est en fait deux fois plus grande que le temps mis par la lumière pour aller d'un bout du scintillateur à l'autre.

Compte tenu de l'inégalité sur  $f$ ,  $\Delta T_L$  est compris entre 2 limites :

$$16 \text{ ns} \leq \Delta T_L \leq 25 \text{ ns}$$

Des mesures de temps de vol ont été effectuées avec des rayons cosmiques. Ces tests ont montré qu'en fonction du point d'impact le long du scintillateur, la position du pic temps

suivait une loi linéaire, conformément à la relation 4 (figure 22). En parcourant toute la longueur du scintillateur, le pic temps se déplaçait sur une largeur  $\Delta T_L = 20$  ns, valeur comprise entre les limites indiquées.

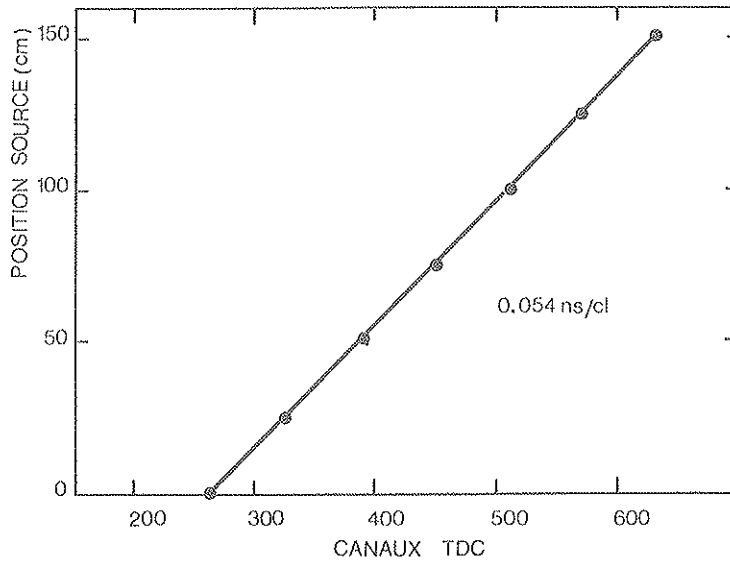


Figure 22 : Différence des temps de vol ( $t_1 - t_2$ ) en fonction de la position de la source le long d'un élément du télescope  $\pi^0$ .

La résolution en temps obtenue au centre d'un élément était de 580 ps (largeur à mi-hauteur) et de 750 ps aux extrémités. Il leur correspondait des résolutions en positions de 4.3 cm et 5.6 cm respectivement.

Ces résultats montrent bien que par cette méthode, on pouvait obtenir les renseignements désirés avec une précision suffisante. Pour chaque photon, le point d'impact dans le télescope était déterminé par :

- 1) Le numéro de l'élément excité qui était donné par un module CAMAC nous informant sur l'état d'excitation des 21 éléments.
- 2) La localisation de l'impact le long de l'élément excité par la mesure du temps de vol.

Pour mesurer l'angle entre les deux photons, il fallait connaître le point d'émission du  $\pi^0$  dans la cible. Celui-ci coïncidait avec le point d'absorption du  $K^-$  dans la cible, puisque les parcours des  ${}^4_He$  étaient très courts. Nous avons vu dans la description du télescope  $K^-$  comment on a pu déterminer des zones d'interaction des  $K^-$  incidents, en fonction de leurs pertes d'énergie dans  $S_4$ .

L'énergie du  $\pi^0$  était alors déduite en faisant l'hypothèse que cet angle correspondait à l'angle minimum  $\varphi_{min}$ .

### Simulation de la détection :

Avec ces résultats et en tenant compte de la géométrie du télescope  $\pi^0$ , nous avons simulé par une méthode de Monte Carlo l'émission de  $\pi^0$  de 57 MeV.

Dans une première étape, ce programme déterminait les 3 coordonnées du point d'émission du  $\pi^0$  en les tirant au hasard selon des distributions gaussiennes, reflétant les informations données par les chambres à fils du télescope  $K^-$ , ainsi que par la courbe de parcours des  $K^-$  dans la cible. A partir de ce point, la direction du  $\pi^0$  de 57 MeV était tirée au hasard et les cosinus directeurs des directions des 2 photons, calculés.

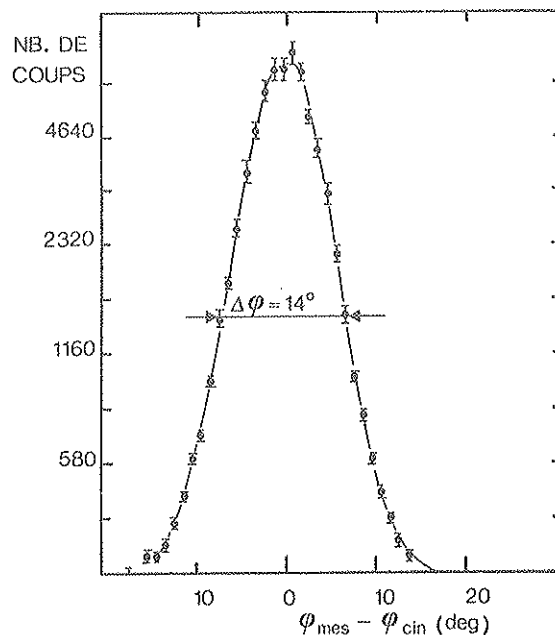
Dans une deuxième étape, le point d'impact de chaque  $\gamma$  avec le télescope était déterminé algébriquement. La géométrie des éléments du télescope ainsi que les résolutions spatiales obtenues intervenaient à ce niveau du calcul. Les points d'impact calculés étaient remplacés par des points fictifs définis comme suit :

Les éléments faisant 5 cm de large,

- tous les impacts étaient supposés avoir lieu sur les axes longitudinaux des éléments.

- si l'impact calculé était à une distance X d'une extrémité, l'impact fictif était tiré au hasard selon une distribution gaussienne centrée sur X avec une largeur à mi-hauteur de 5 cm (moyenne des résolutions spatiales observées).

Enfin, on calculait l'angle  $\phi$  constitué par le point origine et ces impacts. L'écart entre cet angle et celui donné par la cinématique a été déterminé. La distribution des événements en fonction de cet écart est représenté sur la figure 23. A mi-hauteur, l'écart était de  $14^\circ$ . Cette courbe est symétrique par rapport à 0, comme on s'y attendait.



**Figure 23** : Ecart  $\Delta\phi$  déterminé par une méthode de Monte-Carlo entre l'angle d'ouverture mesuré et l'angle cinématique.

La distribution des évènements en fonction de l'angle  $\varphi$  présente un maximum de  $93^\circ$  (figure 24). Cette courbe est à comparer avec la distribution théorique (figure 18). La différence de  $3^\circ$  dans la position des maxima résulte de la convolution de la courbe théorique avec la distribution des écarts des angles. On constate d'autre part, que la distribution simulée s'arrête à  $150^\circ$  environ, à cause de la géométrie du télescope.

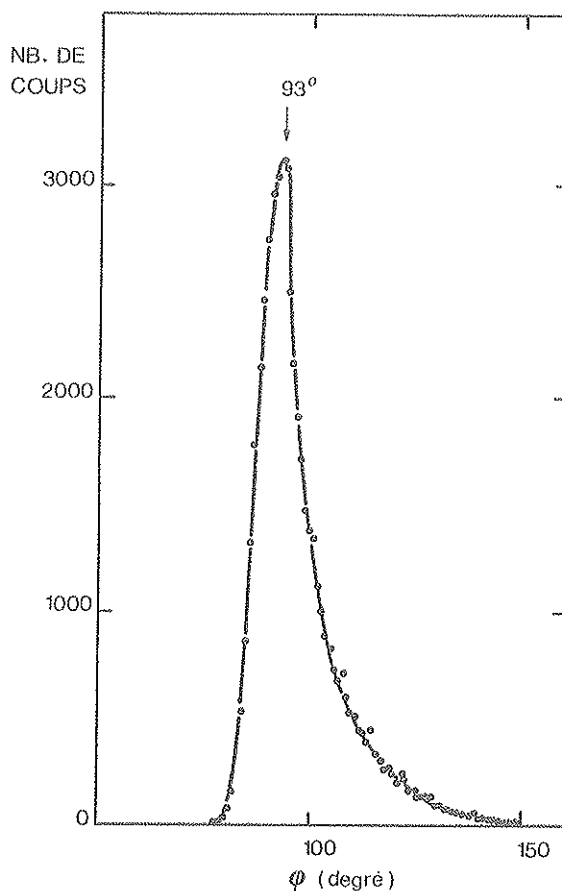


Figure 24 : Distribution des  $\pi^0$  de 57 MeV en fonction de l'angle d'ouverture  $\varphi$  des 2 photons obtenue par une méthode de Monte-Carlo.

En supposant, comme nous l'avons fait, que l'angle  $\varphi$  calculé était égal à l'angle minimum, alors à chaque angle  $\varphi$ , on pouvait faire correspondre une énergie  $\pi^0$  par la relation :

$$\varphi = 2 \arccos \beta$$

Ainsi à la distribution des évènements en fonction de l'angle d'ouverture, obtenue pour des  $\pi^0$  de 57 MeV, on faisait correspondre un spectre en énergie (figure 25) avec un maximum à 51 MeV correspondant bien à  $\varphi = 93^\circ$ . La largeur à mi-hauteur était de 27 MeV. Ainsi, avec ce télescope, on pouvait espérer une résolution en énergie de 47% environ pour des  $\pi^0$  de 57 MeV.

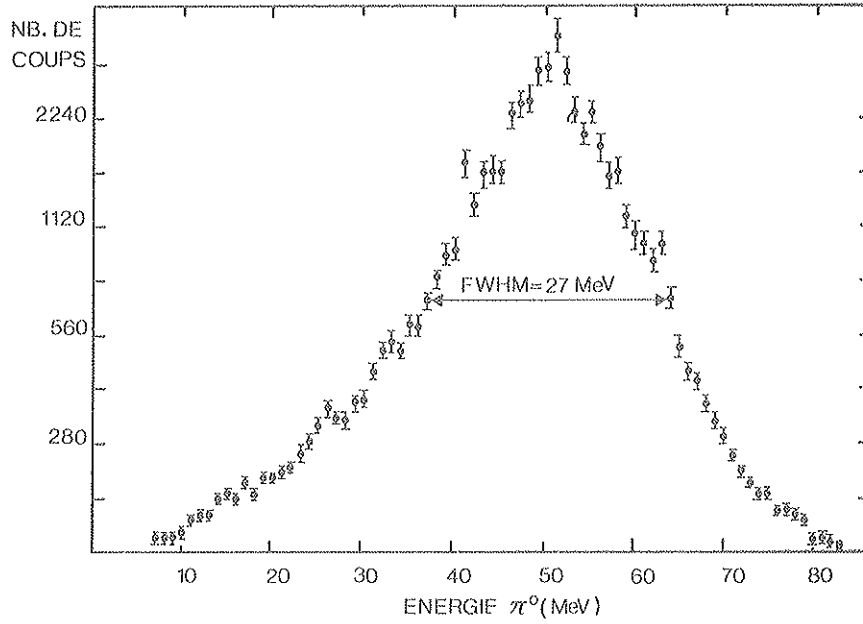


Figure 25 : Distribution en énergie des  $\pi^0$  monocinétiques de 57 MeV avec l'approximation  $\varphi_{\text{mes}} = \varphi_{\text{min}}$

Cette étude nous a également permis de connaître l'efficacité de détection du télescope en fonction de l'énergie du  $\pi^0$  (figure 26).

Elle a été définie comme le rapport du nombre de  $\pi^0$  détectés au nombre de  $\pi^0$  émis. La courbe A a été obtenue en prenant tous les angles d'ouverture possibles pour les  $2\gamma$ , de  $\varphi_{\text{min}}$  à  $180^\circ$ , et pour chaque énergie ; c'est une fonction croissante, ce qui est normal puisque plus l'énergie  $\pi^0$  croît et plus  $\varphi_{\text{min}}$  est petit. Pour les  $\pi^0$  de 57 MeV, l'efficacité de détection a été estimée à 13% de  $4\pi$ .

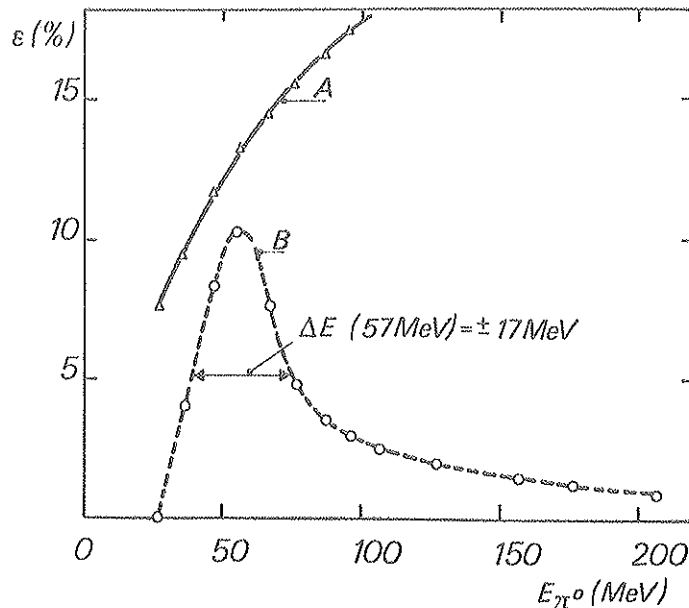


Figure 26 : Efficacité de détection des  $\pi^0$  en fonction de l'énergie cinétique.

La courbe B, par contre, a été obtenue en se fixant une fenêtre de détection sur l'angle  $\varphi$  comprises entre  $87^\circ$  et  $99^\circ$ . Dans cette fenêtre, la contribution la plus importante est bien donnée par les  $\pi^0$  de 57 MeV, alors que celle des  $\pi^0$  de haute énergie est 10 fois plus faible.

#### Bruit de fond :

Le télescope  $\pi^0$  intervenait électroniquement lorsque deux éléments, au moins, étaient excités en coïncidence avec le trigger  $K^-$ -stop. Cette condition éliminait, en principe, tous les événements donnant un seul impact, soit :

- les particules chargées,
- les  $\pi^0$  pour lesquels un seul photon était détecté.

Néanmoins, le taux de coïncidence  $K^- \pi^0$  par burst restait élevé : de l'ordre de 160 par burst dont la moitié environ donnait des multiplicités 2. Les principales sources de  $\pi^0$  étaient :

- les  $\pi^0$  de la désintégration des  $K^-$  incidents
- ceux de la désintégration des  $\Lambda$  libres ( $\Lambda \rightarrow n + \pi^0$ ) produits par l'absorption des  $K^-$  dans la cible
- ceux accompagnant la production des hypernoyaux. Il fallait également tenir compte de tous les  $\pi^0$  fictifs simulés par des coïncidences (réelles ou fortuites) entre une particule chargée et un  $\pi^0$  ou entre 2  $\pi^0$ , en ne détectant qu'un seul photon pour chaque  $\pi^0$ .

La distribution des impacts dans le télescope, toutes multiplicités confondues, est représentée sur la figure 27. Les compteurs de la partie centrale étaient moins souvent excités que ceux des bords, indiquant que les grands angles entre les impacts étaient favorisés. Le spectre en énergie, pour les événements de multiplicité 2 seulement, montre un maximum assez large vers 60-80 MeV, avec une lente décroissance jusqu'à 400 MeV et au-delà (figure 28).

Les  $\pi^0$  de 57 MeV se situaient juste dans cette zone d'énergie où le bruit de fond est le plus important.

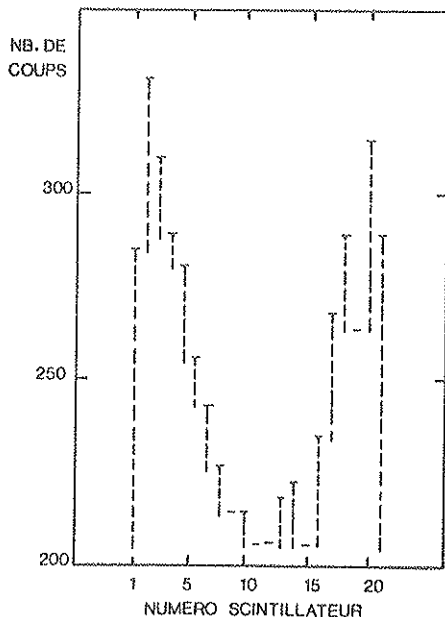


Figure 27 : Répartition des impacts dans le télescope  $\pi^0$

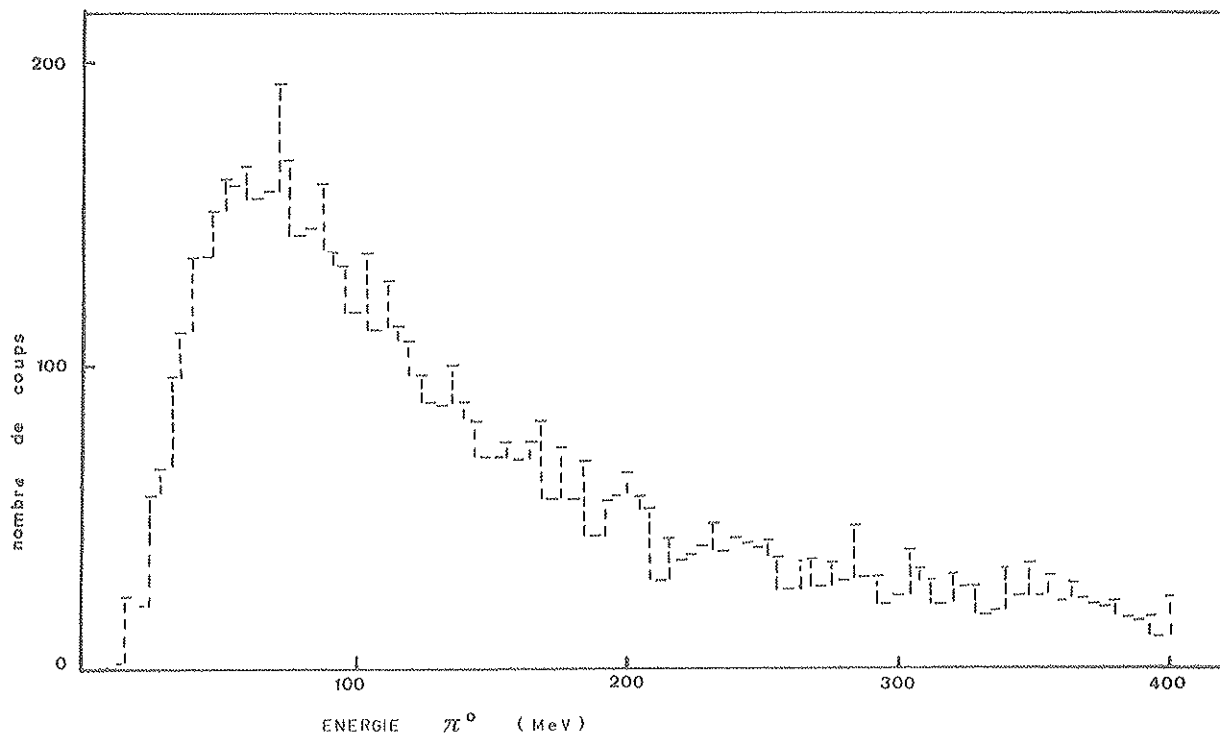


Figure 28 : Spectre en énergie des  $\pi^0$  détectés avec la cible  $^7\text{Li}$ .

#### IV. ELECTRONIQUE ASSOCIEE - TRAITEMENT DU SIGNAL

Le schéma de l'électronique utilisée pour EXP 77 est représenté sur la figure 29.

Les deux cristaux NaI étaient chacun équipés de leur propre chaîne d'électronique. Pour des raisons de clarté, nous n'avons fait figurer sur le schéma qu'un seul cristal.

##### a) Trigger $K^-$ -stop :

Les signaux analogiques des compteurs du télescope  $K^-$  étaient convertis en signaux logiques "NIM" grâce à des discriminateurs. Pour les compteurs  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_5$  et  $S_6$ , les seuils étaient bas, juste au-dessus du bruit des photomultiplicateurs. Pour les compteurs Cerenkov et  $S_4$ , les seuils étaient placés suffisamment hauts pour éliminer les signaux  $K^-$  dans les Cerenkov et les signaux  $\pi^-$  dans  $S_4$ . Les signaux analogiques de  $C_1$  et  $S_4$  étaient parallèlement envoyés dans le convertisseur analogique digital de standard CAMAC, pour l'analyse en amplitude.

Le trigger  $K^-$ -stop était fourni par la coïncidence électronique

$$\text{"trigger } K^- \text{-stop"} : S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot S_5 \cdot \overline{S_6} \cdot \overline{C_1 + C_2 + C_3}$$

Les compteurs surlignés étant pris en anticoincidence.

Ce signal de coïncidence servait de trigger général pour toute la chaîne électronique.

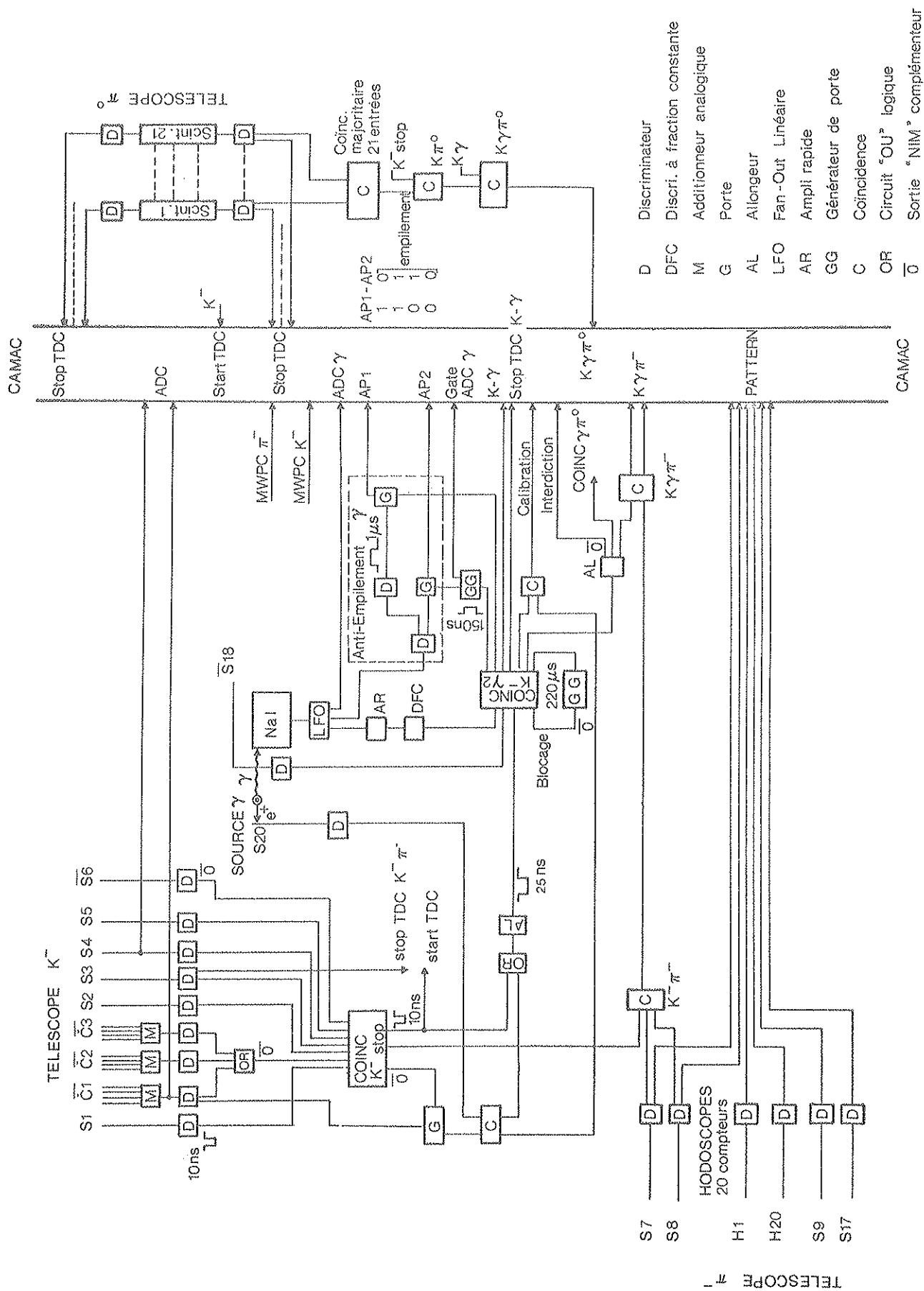


Figure 29 : Schéma électronique de EXP 77



Sa largeur, 10 ns, était définie par le signal  $S_1$ , qui donnait ainsi le signal "start" à toutes les mesures de temps. Le temps de vol  $K^- - \pi^-$  entre les scintillateurs  $S_1$  et  $S_3$  était analysé dans un convertisseur CAMAC temps-digital (TDC) sur 512 canaux (200 ps/canal).

b) Coïncidence  $K^- - \gamma$  et calibration :

Le signal  $\gamma$  après amplification, entrait dans un discriminateur à fraction constante dont le seuil était réglé à 330 KeV pour NaI1 et 250 KeV pour NaI2. L'avantage de ce type de discriminateur est qu'il délivrait un signal toujours au même moment quelque soit l'amplitude de l'impulsion  $\gamma$ . Ce signal logique était alors mis en coïncidence avec le trigger  $K^-$ -stop, allongé à 25 ns.

Lorsque la condition de coïncidence  $K^- - \gamma$  était réalisée, le signal ainsi généré servait à l'identification du cristal excité et était utilisé comme signal "stop" pour les analyses en temps de vol  $K^- - \gamma$ .

D'autre part, ce signal autorisait l'analyse en amplitude sur 256 canaux de l'impulsion  $\gamma$  dans un convertisseur analogique digital placé dans le châssis CAMAC.

Ce signal, enfin, était utilisé, grâce à un système d'anti-empilement pour tester si l'impulsion analysée était précédée ou suivie par une autre impulsion  $\gamma$ . Le système inspectait des zones de temps de 1  $\mu$ s avant l'impulsion analysée et de 150 ns après. Si le système détectait une seconde impulsion dans l'une ou l'autre de ces zones, alors l'impulsion principale était repérée au niveau de l'enregistrement sur bande magnétique par un bit dit "d'empilement".

En l'absence du trigger  $K^-$ -stop on enregistrerait les  $\gamma$  émis par la source de  $^{56}\text{Co}$ , pour cela le scintillateur  $S_{20}$  détectant le positron, était mis en coïncidences (fortuites) avec  $C_1$ , le signal résultant simulait un trigger  $K^-$ -stop pour constituer une coïncidence avec le  $\gamma$  de la source. Ce  $\gamma$  était alors analysé comme précédemment et repéré par un bit de calibration.

Lorsqu'une coïncidence  $K^- - \gamma$  était réalisée, on interdisait toute nouvelle constitution de coïncidence pendant 220  $\mu$ s temps nécessaire pour la conversion digitale et la lecture des modules CAMAC concernés.

c) Coïncidences  $K^- - \gamma - \pi^-$  :

Elles étaient réalisées en deux étapes :

- 1) d'abord une coïncidence  $K^- - \pi^-$  était réalisée entre le trigger  $K^-$ -stop et les signaux donnés par les scintillateurs  $S_7$  et  $S_8$ .
- 2) le signal résultant était alors mis en coïncidence avec le signal  $K^- - \gamma$ .

Si cette condition était satisfaite, on enregistrerait dans des registres de coïncidences (modules "Pattern") l'état d'excitation de tous les compteurs du télescope  $\pi^-$ , y compris des hodoscopes. Ceci permettait, hors ligne, de suivre la trace de la particule et de mesurer la multiplicité des événements dans les hodoscopes. Le signal  $K^- - \pi^-$  ouvrait la porte pour la lecture

des chambres à fils MWPC5, 6.

d) Coincidence  $K^- - \gamma - \pi^0$  :

Les signaux du télescope  $\pi^0$  étaient délivrés par 42 photomultiplicateurs, 2 par éléments. Pour chaque photomultiplicateur, le signal, après passage dans un discriminateur, donnait le "stop" pour un convertisseur temps-digital (10 bits, 1024 canaux, 100 ps/canal) déclenché par le signal  $K^-$ -stop. L'absence de ce signal "stop" incrémentait le canal de dépassement (11<sup>e</sup> bit). Le TDC ainsi attaqué servait à repérer le numéro de l'élément excité. En l'absence de coïncidence  $K^- - \gamma$ , les contenus des registres des TDC étaient effacés.

Un signal logique par élément était parallèlement envoyé à l'entrée d'un module de coïncidence majoritaire à 22 entrées, qui ne délivrait de signal que si deux éléments au moins étaient excités. On constituait alors successivement les coïncidences  $K - \pi^0$  et  $K - \gamma - \pi^0$ .

Ce système qui mettait en coïncidence les signaux émis par un seul photomultiplicateur par élément, ne tenait pas compte du signal émis par le deuxième photomultiplicateur dont l'amplitude pouvait être inférieure au seuil du discriminateur associé. Dans ce cas, il n'y avait pas de signal "stop" dans le TDC correspondant. Ces impacts étaient rejetés par le programme d'analyse.

La lecture des informations CAMAC et leur mise en mémoire par le calculateur prenant plus de temps que pour les événements  $K^- - \gamma - \pi^-$ , le temps de blocage de la coïncidence  $K^- - \gamma$  était allongé à 420  $\mu$ s chaque fois qu'un événement  $K^- - \gamma - \pi^0$  était détecté.

e) Acquisition - Description des événements :

Lorsque l'une des coïncidences caractéristique d'un type d'évènement était réalisée, elle était identifiée par le registre LAM (Look at Me). Le signal délivré par ce registre autorisait l'intervention du calculateur pour lire les contenus des registres CAMAC concernés par cet évènement.

Le calculateur était équipé d'une mémoire centrale de 16 K (mots de 16 bits) et d'une mémoire additionnelle de 32 K. Un ensemble de périphériques (télétype, console de visualisation, imprimante rapide, 2 unités de bande magnétique) complétait le système.

Le programme d'acquisition déterminait certains paramètres à partir des informations reçues comme, par exemple, la multiplicité des chambres à fils et des hodoscopes, ainsi que la distribution des impacts dans le télescope  $\pi^0$ .

Les événements étaient décrits par les informations données par le CAMAC et par les paramètres calculés par le programme. Nous rappelons dans le tableau VIII les informations enregistrées propres à chaque type d'évènement.

La mémoire additionnelle était utilisée pour constituer des spectres de calibration pour chaque cristal et différents histogrammes permettant de vérifier le bon fonctionnement des compteurs.

Type d'évènement	Informations enregistrées
Calibration	Identificateur du cristal Energie $\gamma$ Etat d'empilement
$K^- - \gamma$	Informations "Calibration" plus Temps de vol $K - \gamma$ Temps de vol entre $S_1$ et $S_3$ Informations MWPC 1, 2, 3, 4
$K^- - \gamma - \pi^-$	Informations "K- $\gamma$ " plus MWPC5, 6 (multiplicité + distribution) ADC compteur $C_1$ ADC compteur $S_4$ Pattern
$K^- - \gamma - \pi^0$	Informations "K- $\gamma$ " plus ADC compteur $C_1$ ADC compteur $S_4$ TDC signaux PM Distribution des impacts

Tableau VIII

## V. CONDITIONS DE L'EXPERIENCE 74

### a) Faisceau K12 et télescope $K^-$ :

Pour EXP 74 nous disposons du faisceau K12 (BAM 78) situé dans le hall EST du CERN. C'était un faisceau de basse énergie ( $P_{\max}$  : 640 MeV/c) et de longueur totale jusqu'à la cible expérimentale de 11.25 m (figure 30), dont les éléments étaient disposés sur un plan incliné faisant un angle de  $16^\circ$  avec le sol.

La séparation des  $\pi^-$  et des  $K^-$  était faite en deux étapes :

- le premier aimant BM 1 sélectionnait les  $\pi^-$  et  $K^-$  à l'impulsion choisie de

640 MeV/c. Un système de fentes à la sortie de l'aimant permettait d'éliminer les particules d'impulsions différentes.

• la séparation  $\pi^-$  -  $K^-$  était réalisée grâce à deux modérateurs de cuivre et carbone placés devant le deuxième aimant BM2. Les pertes d'énergie des  $\pi^-$  et des  $K^-$  dans ces modérateurs étant différentes, ces particules se présentaient à l'entrée de BM 2 avec des impulsions différentes : 540 MeV/c pour les  $K^-$  et 590 MeV/c pour les  $\pi^-$ . Une deuxième sélection en impulsion, grâce à BM 2, éliminait les  $\pi^-$ .

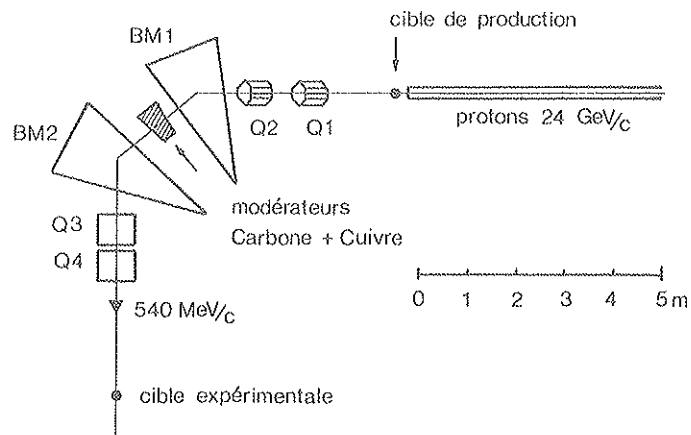


Figure 30 : faisceau K12

Le télescope  $K^-$  avait les mêmes objectifs que celui de EXP 77, mais était conçu différemment à cause de l'impulsion d'entrée des particules (figure 31). Nous ne disposions que des deux compteurs Cerenkov en plexiglass, pour lesquels seule la lumière émise par les pions était détectée.

Outre les compteurs Cerenkov, la réjection des pions était assurée par le scintillateur  $S_5$  placé derrière la cible. Ainsi, la méthode du  $dE/dx$  et la mesure du temps de vol  $\pi^-$ - $K^-$  n'ont pas été utilisées dans cette expérience.

On remarquera sur le schéma que seule une paire MWPC1,2 de chambres à fils a été utilisée dans ce télescope.

Avec un trigger  $K^-$ -stop défini par :

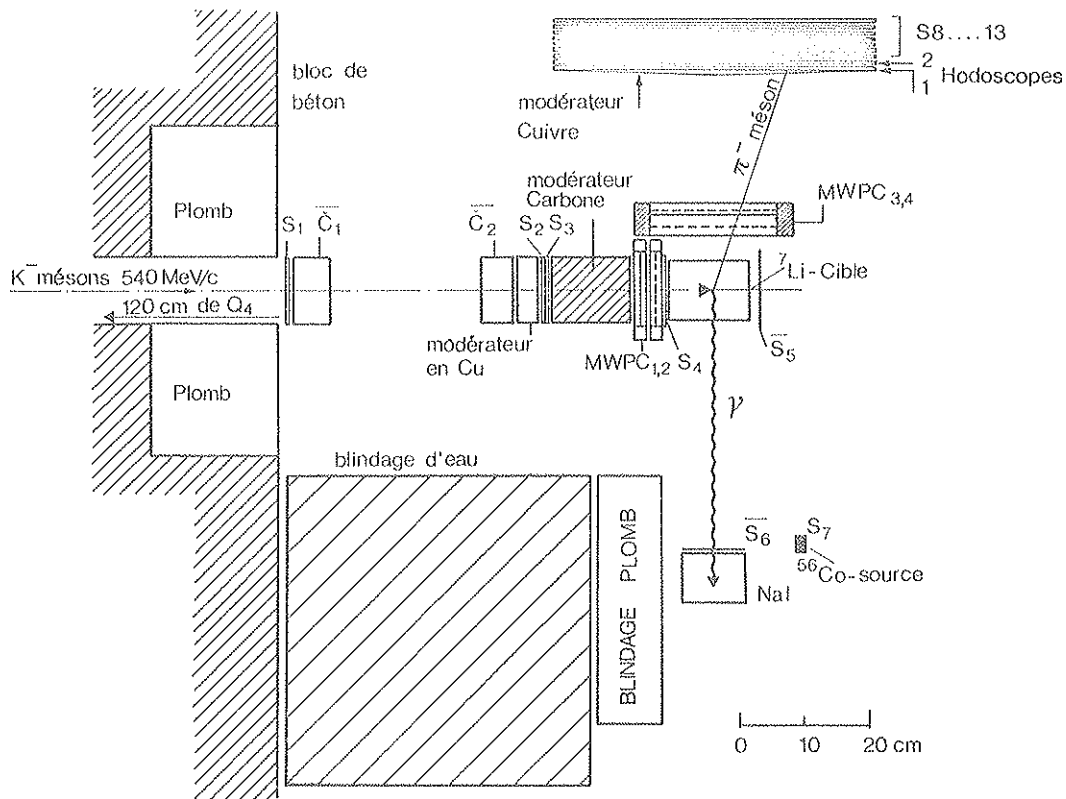
$$K^- \text{-stop} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \overline{S_5} \cdot \overline{C_1 + C_2}$$

nous avons environ 1400  $K^-$ -stop par burst pour  $10^6$  particules sur  $S_1$ . Le tableau ci-dessous donne quelques taux de comptage pour différentes définitions du trigger :

Trigger	Taux de comptage/burst
$S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4$	320 000
$S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \overline{C_1 + C_2}$	4 200
$S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \overline{S_5}$	46 000
Trigger $K^-$ -stop	1 400

Le taux de réjection des pions par les Cerenkov était de 99%, ce qui donnait pour le trigger final une proportion de 2/3 de  $K^-$  pour 1/3 de pions environ.

Ceci n'est qu'une estimation approximative car, en fait, nous ne disposions d'aucun moyen, comme dans EXP 77, pour mesurer le taux de pions dans le trigger.



$$\text{trigger } K^- \text{-stop} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \overline{S_5} \cdot \overline{C_1 + C_2}$$

Figure 31 : Dispositif expérimental de EXP 74

#### b) Voie $\gamma$ :

La détection des  $\gamma$  était assurée par le seul cristal NaI. Les taux de comptage en libre étaient comparables au taux enregistré pour EXP 77 (300 000 coups/sec). L'analyse du signal  $\gamma$  était identique ; la seule modification était l'absence du système d'anti-empilement.

Les  $\gamma$  détectés provenaient aussi bien de l'absorption des  $K^-$  dans la cible que des interactions des  $\pi^-$  du trigger dans la matière présente dans le télescope  $K^-$ .

La mesure du temps de vol  $K^- - \gamma$  dans le cas d'un trigger normal (figure 32 a), montre un maximum assez large vers les canaux 10-14. En enrichissant le trigger pions, par la suppression de  $C_1$  dans la coïncidence électronique, le spectre est sensiblement modifié (figure 32 b) avec un maximum aux canaux 10-11 et un épaulement vers les canaux 14-16. Ainsi peut-on définir 2 zones des  $\gamma$  prompts :

- la première entre les canaux 9 et 13 comprenant les  $\gamma$  corrélés avec les pions du trigger
- la seconde entre les canaux 14 et 18 comprenant les  $\gamma$  émis lors de l'absorption des  $K^-$  du trigger dans la cible.

Nous verrons dans le chapitre II que l'analyse des spectres  $\gamma$  obtenus avec la cible de carbone, confirme ce résultat.

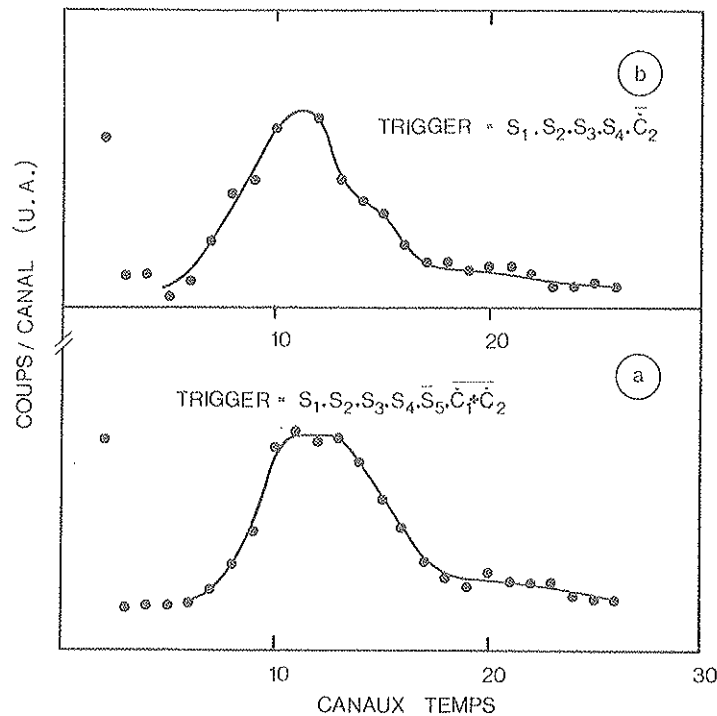


Figure 32 : Spectres de temps de vol  $K - \gamma$  (EXP 74)

a - avec le trigger  $K^-$ -stop

b - avec un trigger enrichi en pions

#### c) Télescope $\pi^-$ :

Ce télescope (figure 31) comprenait moins de compteurs que celui utilisé dans EXP 77, et de ce fait ne couvrait que deux régions d'énergie  $\pi^-$

- 1) entre 40 et 60 MeV : les pions dans cette zone d'énergie étaient arrêtés dans l'un des cinq

scintillateurs  $S_8 - S_{12}$ . Pour ces événements on reconstituait la trajectoire grâce aux informations données par MWPC 3,4 (appelées MWPC 5,6 dans EXP 77) et les hodoscopes pour avoir une mesure de l'énergie de la particule.

2) au-delà de 60 MeV : dans ce cas le scintillateur  $S_{13}$  était excité.

Un événement  $K^- - \gamma - \pi^-$  était décrit par les informations suivantes :

- pour le télescope  $K^-$  : chambres à fils MWPC 1,2 devant la cible
- pour la voie  $\gamma$  : énergie  $\gamma$   
mesure du temps de vol  $K^- - \gamma$
- télescope  $\pi^-$  : chambres à fils MWPC 3,4  
hodoscopes H1, H2  
état des compteurs  $S_8$  à  $S_{13}$

## CHAPITRE II

1ère partieANALYSE DES DONNEES

Les données brutes ont été enregistrées sur des bandes magnétiques dont la lecture était faite sur une CDC 6600. Pour faciliter le travail de l'analyse, des bandes condensées ont été créées : sur chacune d'elles étaient regroupés tous les événements de même nature (coïncidences  $K^- - \gamma$ ,  $K^- - \gamma - \pi^-$ ,  $K^- - \gamma - \pi^0$ ) collectés pour une cible donnée.

Le programme d'analyse opérait une sélection sur les événements, avant d'analyser les  $\gamma$  et de constituer les spectres.

I. SELECTION DES EVENEMENTS

Une analyse sur les informations relatives au  $K^-$  incident ou au pion de la coïncidence  $K^- - \gamma - \pi$  conduisait au rejet du  $\gamma$  associé, si certaines conditions d'observation de ces particules n'étaient pas satisfaites. Parmi celles-ci, quelques unes étaient appliquées systématiquement à tous les événements.

Pour les coïncidences  $K^- - \gamma - \pi^-$  : comme on l'a vu, chaque fois qu'un  $\pi^-$  était détecté dans le télescope  $\pi^-$ , l'état d'excitation des compteurs  $S_7$  à  $S_{16}$  (pour EXP 77) était enregistré. Nous avons rejeté de l'analyse tout événement  $\gamma$  pour lequel le pion excitait un compteur, sans laisser de trace dans le précédent. Cette condition était nécessaire, notamment pour calculer l'énergie du  $\pi^-$  arrêté entre  $S_9$  et  $S_{13}$  et pour cela le numéro du scintillateur d'arrêt devait être connu sans erreur.

Pour les coïncidences  $K^- - \gamma - \pi^0$  : seuls les événements de multiplicité 2 dans le télescope  $\pi^0$  étaient retenus, ce qui éliminait environ la moitié du nombre total d'événements. De plus, on se limitait aux énergies  $\pi^0$  inférieures à 400 MeV.



Nous avons par contre la liberté d'agir sur les autres paramètres, soit en plaçant des seuils digitaux sur les spectres d'amplitudes du compteur Cerenkov liquide et du scintillateur  $S_4$  ainsi que sur le spectre de temps de vol  $K^- - \pi^-$  (entre  $S_1$  et  $S_3$ ), soit en choisissant les multiplicités des chambres à fils et des hodoscopes, soit enfin en ne conservant qu'une partie des distributions obtenues sur ces derniers compteurs. Plusieurs de ces conditions pouvaient être appliquées simultanément.

Enfin l'identification des raies hypernucléaires impliquait la possibilité de sélectionner une zone d'énergie  $\pi^0$  et, dans le télescope  $\pi^-$ , d'analyser séparément les différentes zones d'énergie.

## II. ANALYSE DES $\gamma$

Dans un deuxième temps, le programme analysait les informations propres au signal  $\gamma$  et permettait après correction d'étalonnage et suppression des événements empilés, de constituer des spectres  $\gamma$  bi-paramétriques.

### 1. Correction d'étalonnage :

La détection des  $\gamma$  de la source de  $^{56}\text{Co}$  permettait d'avoir un étalonnage permanent des cristaux NaI. Pendant la durée d'irradiation d'une cible (de 3 semaines à 1 mois) des variations ont été constatées dans la position des pics de calibration qui nécessitaient l'introduction de corrections d'étalonnage. Pour en limiter le nombre, nous avons supposé que ces variations étaient négligeables pendant le temps de remplissage d'une bande de données brutes (environ 7 heures de comptage).

Nous avons représenté (figure 33) 8 droites d'étalonnage obtenues pendant la prise de données sur le  $^7\text{Li}$  avec NaI-1. Ces droites gardent à peu près la même pente et diffèrent entre elles essentiellement par l'ordonnée à l'origine. Ceci indique que les variations de gains des photomultiplicateurs étaient faibles et que des dérives en fonction de la température des lignes de bases des modules électroniques, traitant le signal analogique, étaient à l'origine des variations observées. Les corrections à introduire concernaient donc les paramètres  $b$  donnant l'ordonnée à l'origine de chaque droite, en prenant l'une d'elles comme référence. Pour chaque événement  $\gamma$  ceci revenait à ajouter ou à retrancher un certain nombre de canaux au numéro du canal donné par le convertisseur analogique digital.

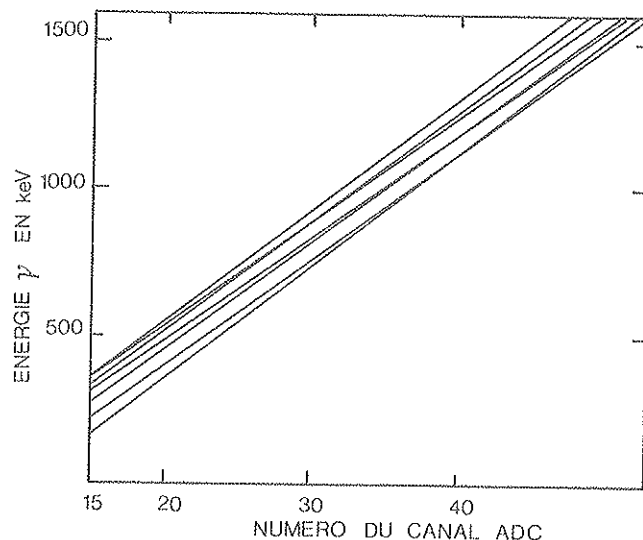


Figure 33 : Droites d'étalonnage de NaI-1 (partie du run sur  $^7\text{Li}$ ).

Le spectre en énergie de la source, avant correction, est représenté sur la figure 34 a. L'effet des fluctuations entraîne une détérioration sensible de la résolution en énergie (environ 25% sur le pic à 847 KeV). Après corrections (figure 34 b), on voit que les pics sont mieux définis et notamment la résolution en énergie sur le 847 KeV, 18%, est comparable à celle obtenue pendant les essais sur ce cristal (16% durant les bursts).

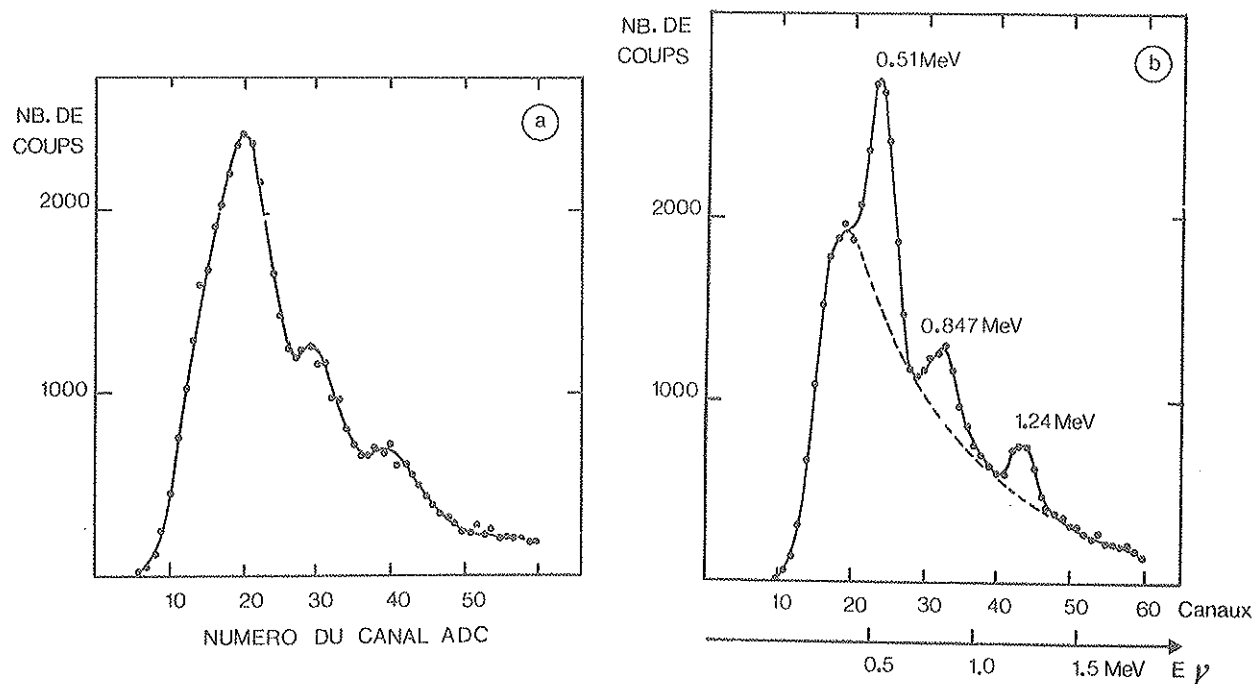


Figure 34 : Spectres en énergie des  $\gamma$  de la source  
 a - sommation brute, sans correction  
 b - sommation avec correction sur les étalonnages

## 2. Rejection par anti-empilement :

A l'aide des spectres de calibration nous avons pu tester le système d'anti-empilement et juger de la nécessité de l'introduire dans l'analyse. Chaque événement était repéré par le bit "1" en cas d'empilement avec un autre  $\gamma$ , le précédant ou le suivant et par le bit "0" en l'absence d'empilement.

Le spectre de calibration donné par NaI-2 après les corrections précédemment discutées, est représenté sur la figure 35. Dans ce spectre nous avons la somme des deux configurations, empilée et non-empilée.

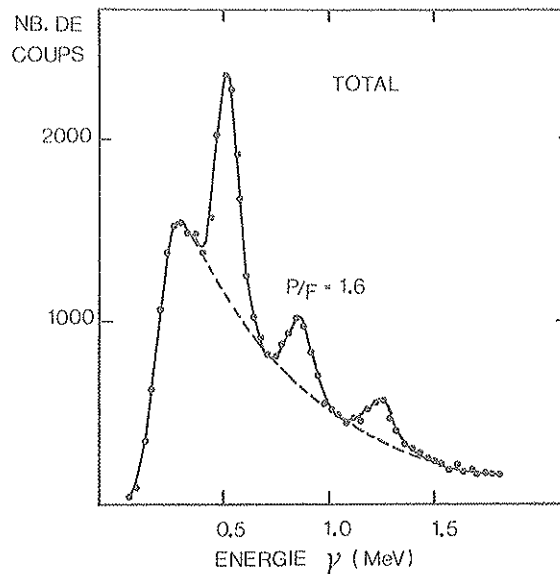


Figure 35 : Spectre en énergie des  $\gamma$  de la source (NaI-2) sans analyse d'empilement.

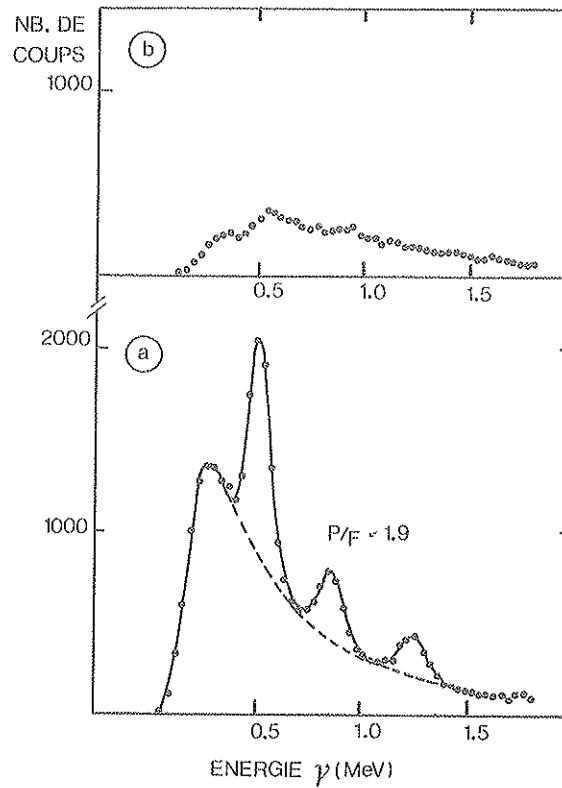
Les figures 36 a) et 36 b) montrent les contributions des configurations "0" et "1" respectivement. 75% des  $\gamma$  de la source n'étaient pas empilés tandis que 25% l'étaient. Le spectre en énergie de ces événements empilés ne présentait aucune structure et leur suppression revenait à réduire le niveau général du bruit de fond constaté dans le spectre total et, par conséquent, à améliorer les rapports pics/fond dans le spectre a). C'est ainsi que pour la raie à 847 KeV, ce rapport était de 1.6 dans le spectre total et de 1.9 dans le spectre des  $\gamma$  non empilés, avec un fond réduit de 40% à cette énergie.

## 3. Spectres $\gamma$ bi-paramétriques :

Chaque événement  $\gamma$ , finalement retenu, était caractérisé par 2 paramètres :

- paramètre "Temps" donné par la mesure du temps de vol K- $\gamma$ , dont le spectre était ramené sur 32 canaux avec 0.8 ns par canal.
- paramètre "Energie" = numéro du canal donné par le convertisseur ADC (sur 256 canaux) corrigé des variations d'étalonnage.

Cette représentation bi-paramétrique ( $32 \times 256$  canaux) permettait l'analyse canal temps par canal temps des spectres en énergie, et en particulier d'étudier la distribution en temps des pics observés.



**Figure 36** : Spectre en énergie des  $\gamma$  de la source (NaI-2) avec analyse d'empilement.  
a - événements non-empilés  
b - événements empilés (25% du total)



## CHAPITRE II

## 2ème partie

RESULTATS EXPERIMENTAUXI. OBSERVATION DE L'ETAT EXCITE DE  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ A - RESULTATS DE EXP 741. Cible de carbone :

L'irradiation d'une cible de carbone était initialement prévue pour définir dans le spectre du temps de vol  $\text{K}^- - \gamma$ , la zone des  $\gamma$  prompts émis de la cible. Comme le carbone était présent en quantité importante dans le télescope  $\text{K}^-$  et constituait une source de bruit de fond, l'exposition d'une cible de carbone permettait aussi d'étudier la contribution du carbone au fond général  $\gamma$ .

Dans ce but,  $44 \times 10^6$  particules ont été arrêtées dans la cible dont nous avons vu qu'une fraction importante était fournie par des pions du faisceau.

Il a été possible de mettre en évidence dans le spectre en temps de vol  $\text{K}^- - \gamma$ , les 2 zones relatives aux pions et aux kaons du trigger. Ceci a été réalisé en considérant les  $\gamma$  en coïncidence avec les particules chargées, détectées par le télescope  $\pi^-$ , en imposant à ces particules des conditions très restrictives (multiplicité 1 pour les hodoscopes et les chambres MWPC 3,4, énergies comprises entre 40 MeV et 60 MeV).

Dans le spectre en temps de vol correspondant, deux pics apparaissent (figure 37).

- l'un au 11e canal temps,
- l'autre au 15e canal

Les positions des pics et l'intervalle en temps ( $\sim 3.2$  ns) sont en accord avec le

spectre de la figure 32 b) obtenu en enrichissant le trigger en pions (cf. chapitre expérimental, paragraphe V b).

Ceci implique que le premier pic est dû aux pions du trigger, alors que le second, dû aux  $K^-$ -stop, correspond à la zone recherchée.

Les spectres en énergie des  $\gamma$  contenus dans ces deux zones, ont été constitués sans conditions sur le télescope  $\pi^-$ , afin de conserver une statistique suffisante.

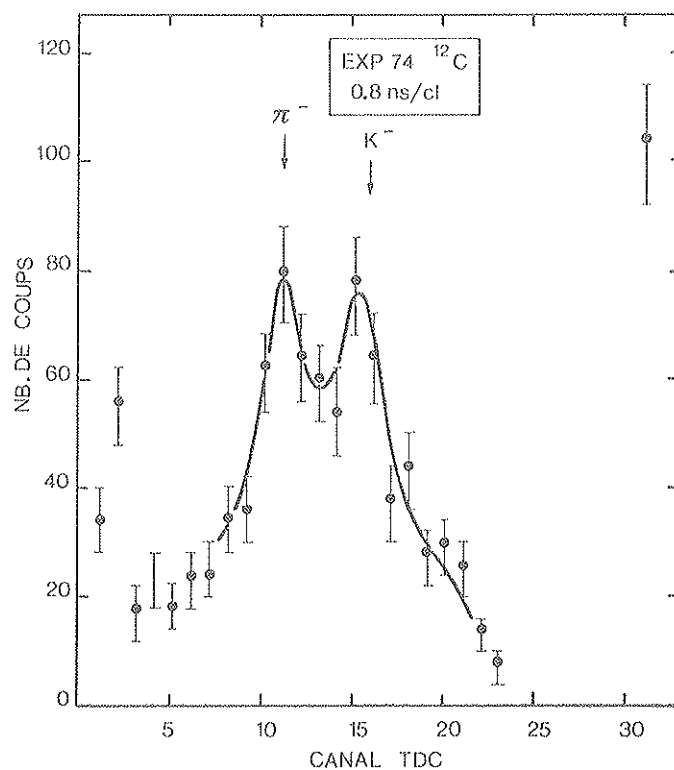


Figure 37 : Spectre du temps de vol K- $\gamma$ , avec la cible de carbone (EXP 74)

Dans le spectre relatif à la zone "pions" (figure 38), avec le pic d'annihilation à 511 KeV et une bosse vers 1.38 MeV, pouvant être identifiée comme étant une transition du  $^{22}\text{Na}$  obtenue par la réaction  $^{23}\text{Na} (n, 2n)$ , on distingue le niveau à 720 KeV du  $^{10}\text{B}$ , fortement excité et la transition à 1.02 MeV du  $^{10}\text{B}$  également, d'intensité beaucoup plus faible.

Dans le spectre relatif à la zone " $K^-$ -stop" (figure 39), des 2 transitions du  $^{10}\text{B}$ , seule la raie à 720 KeV subsiste tandis que le niveau à 1.02 MeV ne sort pas du fond.

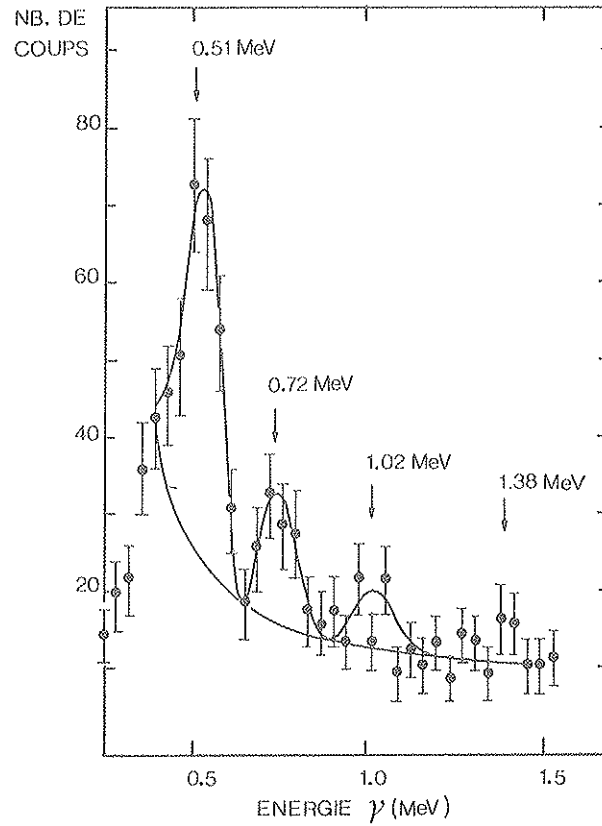


Figure 38 : Spectre en énergie des  $\gamma$ , en coïncidence avec les  $\pi^-$ , pris dans la zone temps " $\pi^-$ ", avec la cible de carbone.

Ainsi la détection d'une raie à 720 KeV est caractéristique d'une interaction sur le carbone. Ce niveau est excité par les pions du trigger mais aussi par les  $K^-$ . Les intensités relatives des raies à 720 KeV et 1.02 MeV montrent que si la raie à 1.02 MeV est observée, elle doit obligatoirement être accompagnée d'un pic à 720 KeV beaucoup plus intense.

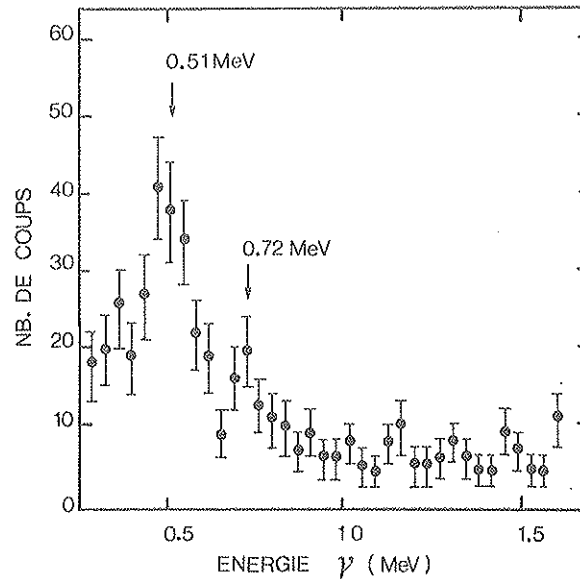


Figure 39 : Même spectre que le précédent, pris dans la zone " $K^-$ ".



## 2. Cible de lithium :

$140 \times 10^6$  particules ont été arrêtées dans la cible de  ${}^7\text{Li}$ . Les spectres en énergie des  $\gamma$  en coïncidence avec le trigger  $\text{K}^-$ -stop, sans l'intervention du télescope  $\pi^-$ , ne présentaient aucun pic, en dehors du 511 KeV, en raison du bruit de fond trop important.

La coïncidence  $\pi^-$  en diminuant, comme prévu, le niveau général du bruit de fond, a permis d'observer deux transitions à  $(0.75 \pm 0.03)$  MeV et  $(1.08 \pm 0.03)$  MeV (figure 40) dans la zone temps allant des canaux 16 à 19. Les conditions sur les  $\pi^-$  étaient les suivantes :

- toutes les particules chargées détectées par le télescope  $\pi^-$  étaient acceptées, qu'elles traversent ou non tout le télescope.
- ces particules devaient laisser au moins une trace dans les chambres MWPC3,4 et les hodoscopes. Tous les événements accompagnés d'une deuxième particule, caractérisés par une multiplicité 2 dans les hodoscopes, étaient acceptés.

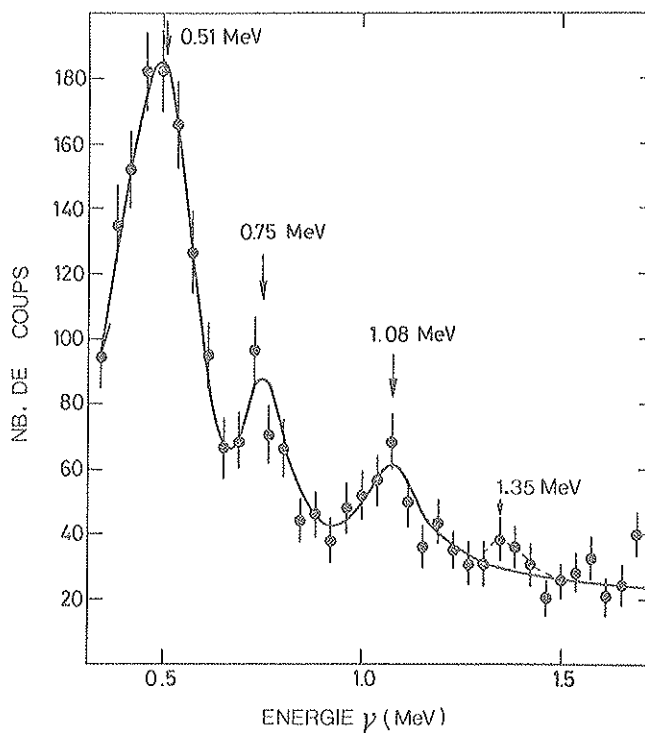


Figure 40 : Spectre K -  $\gamma$  -  $\pi^-$  avec la cible de  ${}^7\text{Li}$  (EXP 74,  $140.10^6$   $\text{K}^-$ -stop), aucune condition sur l'énergie  $\pi^-$ .

A partir de ce spectre, deux autres spectres ont été constitués selon que le  $\pi^-$  avait une énergie comprise entre 40 et 60 MeV (figure 41 a) ou que le  $\pi^-$  traversait tout le télescope (figure 41 b).

En coïncidence avec les  $\pi^-$  de 40 à 60 MeV, on n'observe que le pic à 1.08 MeV

avec un rapport pic/fond de  $0.8 \pm 0.3$ .

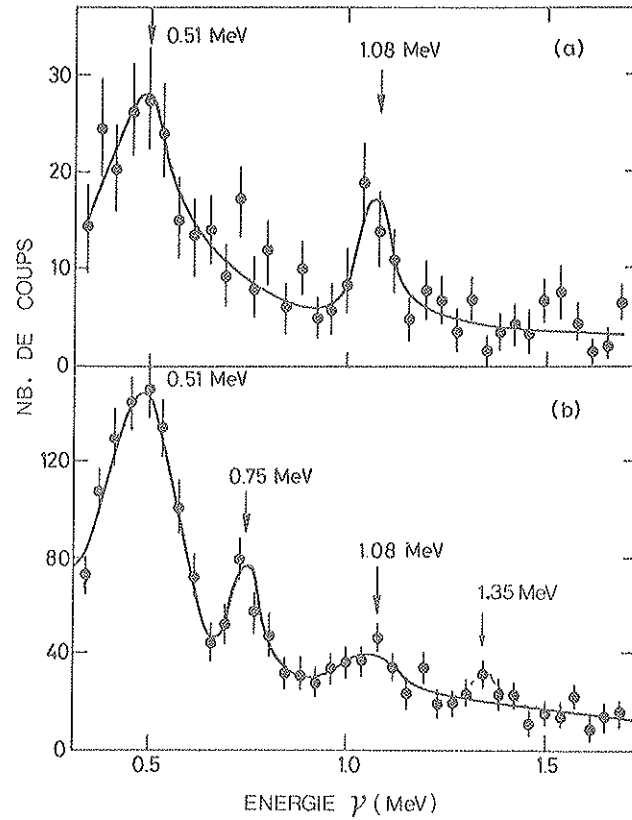


Figure 41 : Spectres K -  $\gamma$  -  $\pi^-$  sur  ${}^7\text{Li}$   
a - pions arrêtés entre  $S_8$  et  $S_{12}$

$40 \text{ MeV} < E_{\pi^-} < 60 \text{ MeV}$   
b - pions traversant tout le télescope  $E_{\pi^-} < 60 \text{ MeV}$

En coïncidence avec les  $\pi^-$  traversant tout le télescope ce pic est également observé avec un rapport pic/fond moins favorable, et le pic à 0.75 MeV apparaît à nouveau.

Dans les mêmes conditions que le spectre a), mais cette fois pour la zone temps des pions, le spectre en énergie des  $\gamma$  ne révèle qu'un seul pic à 720 KeV (figure 42).

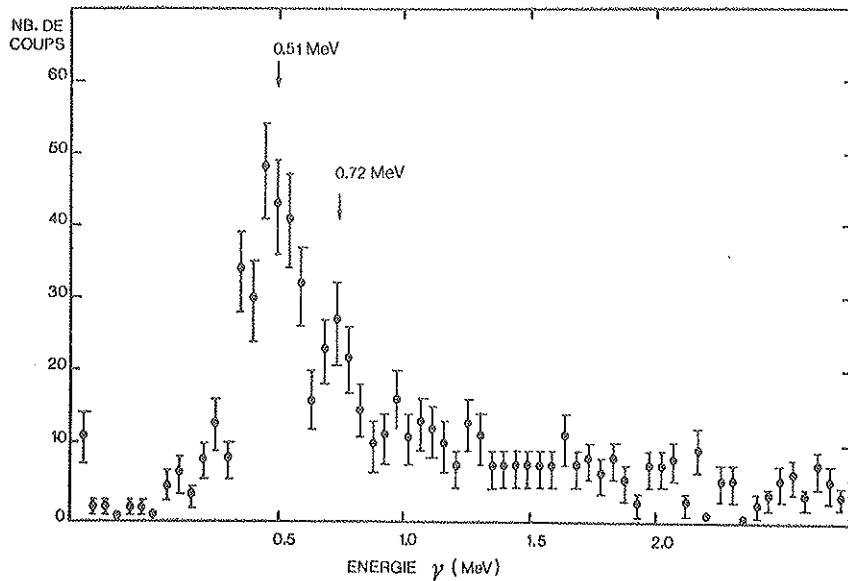


Figure 42 : Mêmes conditions que figure 41 a, mais pour des  $\gamma$  pris dans la zone temps  $\pi^-$ .

La raie à 750 KeV observée dans certains spectres et dont l'énergie est comptatible avec la transition à 720 KeV du  $^{10}\text{B}$ , peut être identifiée à cette dernière. Dans ce cas, elle serait due aux interactions des  $\text{K}^-$  dans le modérateur de carbone. Pour vérifier cette hypothèse, la surface de détection des chambres à fils MWPC3,4 a été réduite de façon à minimiser l'angle solide du télescope  $\pi^-$  vis à vis du modérateur de carbone, tout en conservant une statistique suffisante dans les spectres. Les résultats sont présentés sur les figures 43 A-D.

- La figure A est le spectre des  $\gamma$  en coïncidence avec toutes les particules excitant  $\text{S}_8$ , incluant celles donnant une multiplicité 2 dans les hodoscopes ( $\sim 20\%$  des cas).

- La figure B ne diffère du spectre précédent que par l'élimination de ces événements de multiplicité 2.

Ce spectre à ensuite été décomposé en 2 :

- l'un (figure C) sélectionnant les particules arrêtées entre  $\text{S}_8$  et  $\text{S}_{12}$  avec des énergies comprises entre 46 et 58 MeV.

- l'autre (figure D) sélectionnant les particules traversant tout le télescope.

Dans tous ces spectres, le pic à 750 KeV a disparu, indiquant bien qu'il était corrélé avec des interactions du trigger dans le carbone.

Le pic à 1.35 MeV dû aux interactions des neutrons avec les noyaux du cristal, déjà observé avec la cible de carbone, est plus nettement mis en évidence.

Reste le pic à  $(1.08 \pm 0.03)$  MeV observé dans chacun des spectres, avec cependant des intensités très différentes. Les rapports pic/fond pour les cas B et C, sont respectivement de  $1 \pm 0.3$  et  $4 \pm 1$ . Son intensité se retrouve presque en totalité dans le spectre C. Si cette raie provenait du fond nucléaire, elle aurait été observée dans le spectre D avec une intensité encore plus grande que dans le spectre C, puisque le nombre total d'événements dans D est de 60% supérieur à celui de C.

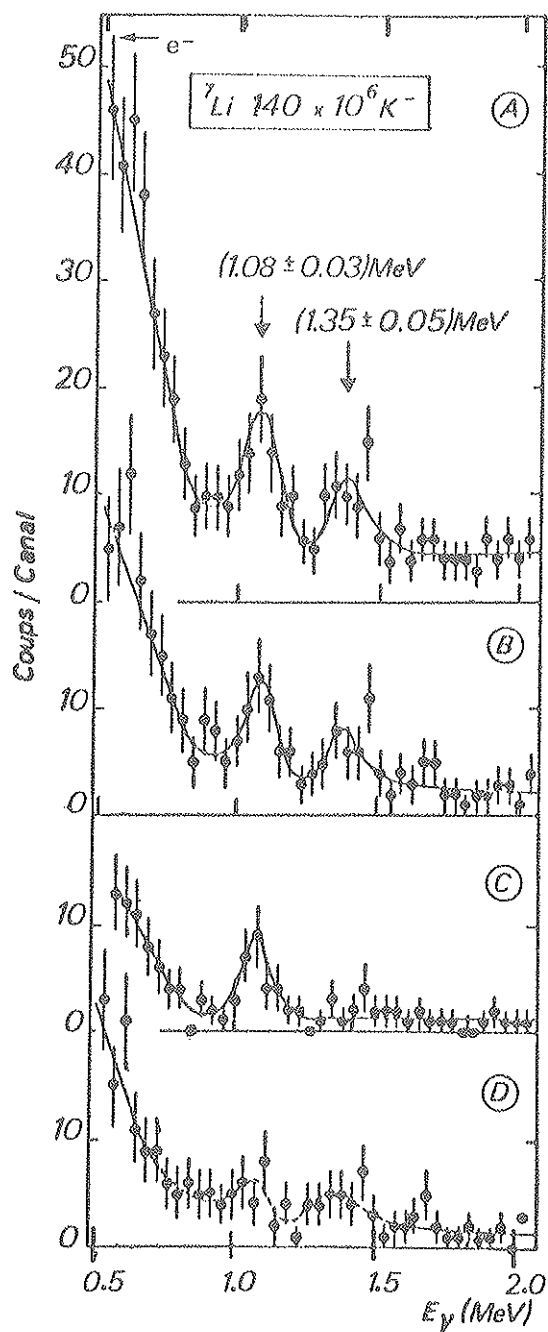
En conclusion :

- 1) le pic à 1.08 MeV est consécutif aux interactions des  $\text{K}^-$  du trigger arrêtés dans la cible de  $^7\text{Li}$ . Il a été observé dans les canaux temps  $\text{K}^-$  mais pas dans les canaux temps  $\pi^-$ .

- 2) ce pic ne peut pas être créé dans le carbone et attribué à une transition du  $^{10}\text{B}$  sinon il aurait été accompagné de la transition à 720 KeV d'intensité beaucoup plus grande.

- 3) il est corrélé avec des  $\pi^-$  d'énergie comprise entre 46 et 58 MeV.

A cause de la présence de pions dans le trigger, il est difficile d'estimer le taux de production par  $K^-$ -stop de cette raie et de le comparer à la valeur donnée par BAMBERGER ( $0.37 \pm 0.04$ )%.



A - Spectre total, sans sélection sur  $E_{\pi^-}$ , multiplicité 1 et 2 pour les hodoscopes.

B - Même spectre que A, multiplicité 1 seulement pour les hodoscopes.

C - Mêmes conditions que B sélection sur  $E_{\pi^-}$   
 $46 \text{ MeV} < E_{\pi^-} < 58 \text{ MeV}$

D - Mêmes conditions que B pour les  $\pi^-$  d'énergie supérieure à 60 MeV.

Figure 43 : Spectres  $K - \gamma - \pi^-$  sur  ${}^7\text{Li}$  (EXP 74).

B - RESULTATS DE EXP 77 :

Dans les 3 cibles exposées,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  et  ${}^9\text{Be}$ , le nombre de triggers (des  $\text{K}^-$  à 98.5%) arrêtés était respectivement pour chacune d'elles de  $420.10^6$ ,  $230.10^6$  et  $300.10^6$ .

Les mesures faites avec la cible de  ${}^9\text{Be}$  ont permis, en détectant l'état excité de  ${}^8\text{Li}$  à 0.98 MeV, de définir la zone en temps, dans le spectre de temps de vol K -  $\gamma$ , où avaient lieu les coïncidences réelles K -  $\gamma$ .

Les figures 44 montrent les spectres des  $\gamma$  en coïncidence avec les  $\pi^-$  pour chacun des cristaux NaI, obtenus à partir de la cible de  ${}^9\text{Be}$ . Ces spectres correspondent à un canal temps particulier du spectre de temps de vol K -  $\gamma$ , pour lequel le rapport signal/bruit du pic à 0.98 MeV est le plus favorable. Le nombre de coups sous le pic est suffisant pour tracer la distribution en fonction du temps (figure 45 a et 45 b) contrairement à la situation de EXP 74 où l'intensité du pic nucléaire du  ${}^{10}\text{B}$  à 0.72 MeV était insuffisante pour en tracer la distribution en temps. Ces distributions définissent les zones de temps où sont détectés les  $\gamma$  prompts émis de la cible et dans lesquelles les transitions hypernucléaires doivent être observées. Dans la suite, tous les spectres présentés sont relatifs à ces zones.

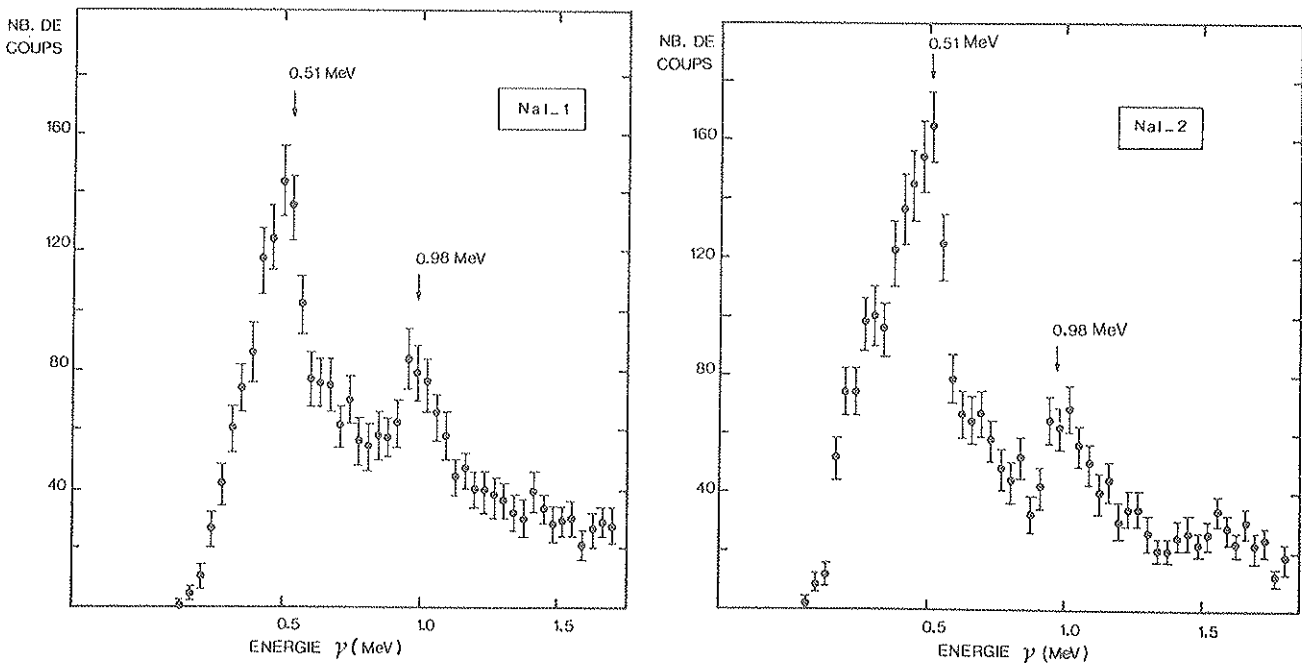


Figure 44 : Spectres des  $\gamma$  en coïncidence avec des  $\pi^-$  obtenus avec la cible de  ${}^9\text{Be}$ , sans conditions sur l'énergie  $\pi^-$ .

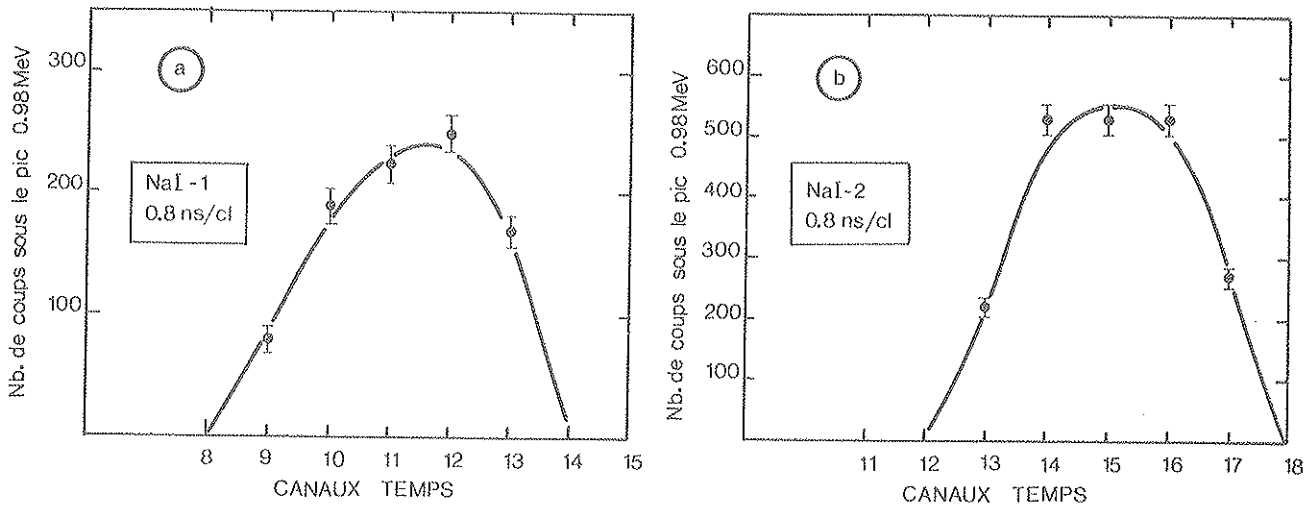


Figure 45 : Distribution en temps de la raie à 0.98 MeV du  $^8\text{Li}$   
 a - cristal NaI-1  
 b - cristal NaI-2

#### Cible lithium 7

Trois types de spectres ont été constitués en fonction des zones d'énergie  $\pi^-$  couvertes par le télescope  $\pi$ .

- Le spectre des  $\gamma$  en coïncidence avec les pions d'énergie inférieure à 40 MeV.
- Celui des  $\gamma$  en coïncidence avec les pions s'arrêtant entre les compteurs  $S_9$  et  $S_{13}$  avec des énergies de 45 à 65 MeV.
- Enfin celui des  $\gamma$  en coïncidence avec les pions traversant  $S_{14}$ , donc d'énergie supérieure à 65 MeV et inférieure à 90 MeV.

Le télescope n'a détecté que très peu d'événements d'énergie supérieure à 90 MeV, à cause de la forte absorption des pions dans les modérateurs. Les spectres  $\gamma$  correspondants n'ont pu être analysés à cause des statistiques trop faibles.

Nous avons représenté sur la figure 46 le spectre donné par chaque cristal des  $\gamma$  en coïncidence avec des  $\pi^-$  de 45 à 65 MeV, ainsi que la somme de ces 2 spectres. Seul un pic à  $(1.04 \pm 0.04)$  MeV a été mis en évidence. Le taux de production de cette raie est de  $(0.33 \pm 0.05)$  % par  $K^-$ -stop.

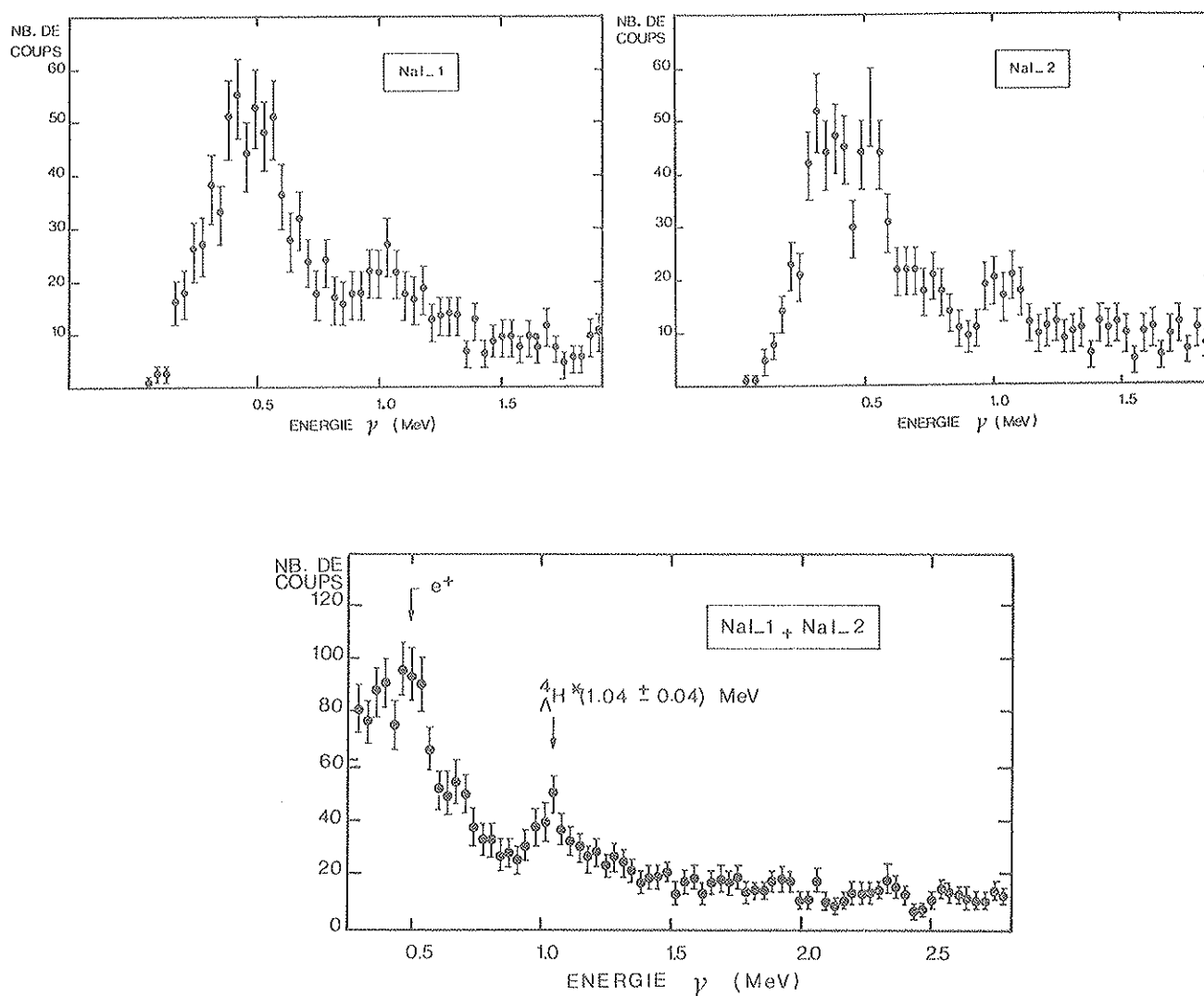


Figure 46 : Spectres en énergie des  $\gamma$  avec la cible de  ${}^7\text{Li}$  en coïncidence avec des  $\pi^-$  de 45 à 65 MeV (EXP 77).

Si on considère les deux autres types de spectres ( $E_{\pi^-} < 40 \text{ MeV}$  et  $E_{\pi^-} > 65 \text{ MeV}$ ), sommés sur les 2 Na I (figure 47), on ne remarque aucune structure.

Le pic à 1.04 MeV est donc corrélé avec des pions d'énergie comprise entre 45 et 65 MeV. L'énergie de ce pic est compatible avec celle du pic à 1.08 MeV observé dans EXP 74.

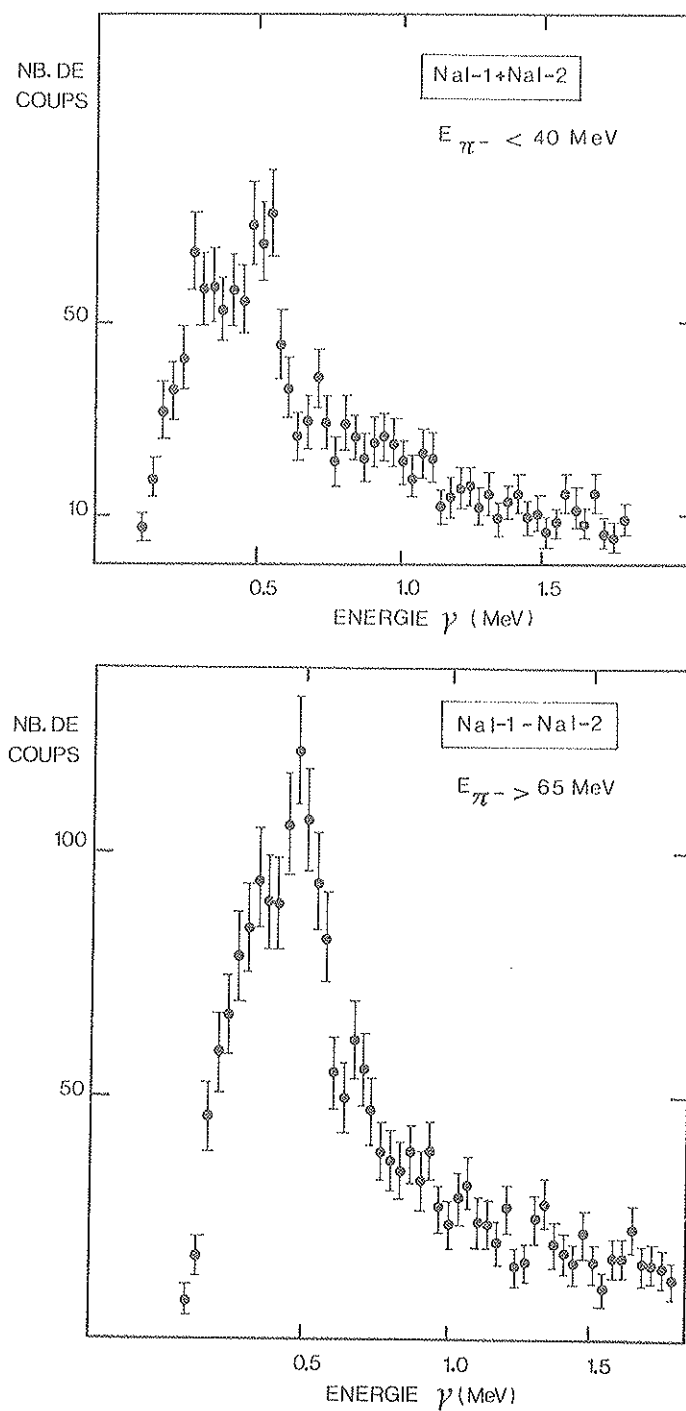


Figure 47 : Mêmes spectres que figure 46 pour des  $\pi^-$  en dehors de la région d'énergie 45 MeV à 65 MeV.

Cible de  ${}^6\text{Li}$  :

La même étude a été faite pour cette cible. Le pic à 1.04 MeV est observé dans les mêmes conditions d'énergie  $\pi^-$  (figure 48). Le taux de production est plus faible ( $0.12 \pm 0.01$ )%. Comme pour la cible de  ${}^7\text{Li}$ , ce pic n'est pas détecté en coïncidence avec des pions d'énergie inférieure à 40 MeV ou supérieure à 65 MeV.



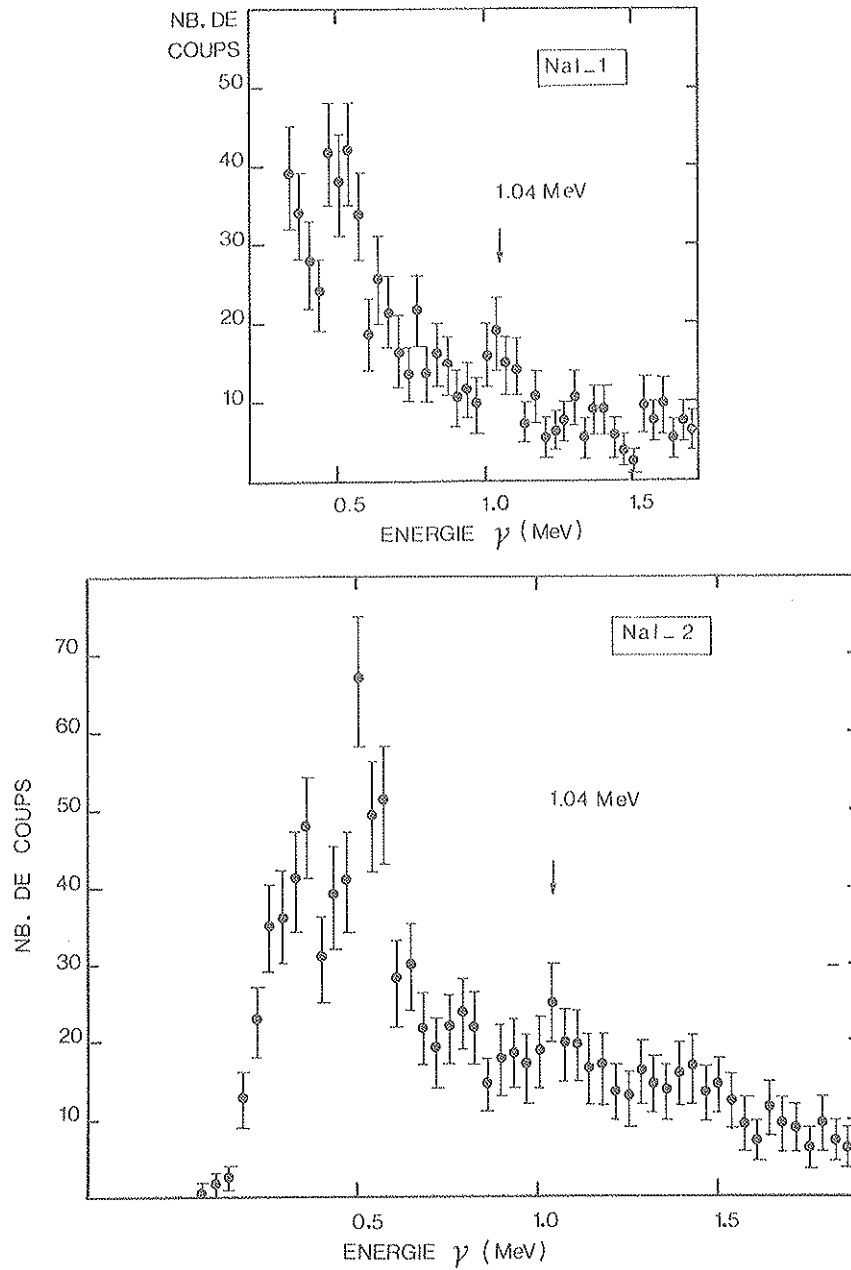


Figure 48 : Spectres  $\gamma$  avec la cible de  ${}^6\text{Li}$  encoïncidence avec des  $\pi^-$  de 45 à 65 MeV.

Cette transition à  $(1.04 \pm 0.04)$  MeV observée dans les deux expériences seulement en coïncidence avec des  $\pi^-$  de 45 à 65 MeV, peut être attribuée à l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ . L'énergie et les taux de production pour chacune des cibles sont en bon accord avec les résultats donnés par BAMBERGER pour la raie à 1.09 MeV.

## II - OBSERVATION DE L'ETAT EXCITE DE $\frac{4}{\Lambda}\text{He}$ :

Cet état devait être observé dans la zone temps des  $\gamma$  prompts en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 57 MeV. La zone temps a été définie dans le paragraphe précédent par la distribution en temps du pic à 0.98 MeV dans les spectres  $K - \gamma - \pi^-$  sur le  ${}^9\text{Be}$ . Le fait de considérer des coïncidences  $K - \gamma - \pi^0$  n'a aucune conséquence sur la localisation de la zone des  $\gamma$  prompts. Ceci a été vérifié sur la distribution du pic à 0.98 MeV observé cette fois, dans les spectres  $K - \gamma - \pi^0$ .

Pour analyser les spectres obtenus avec les cibles de  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$ , nous avons imposé des conditions sur l'énergie des  $\pi^0$ . Ainsi pour observer l'état excité de  $\frac{4}{\Lambda}\text{He}$ , nous avons pris pour les  $\pi^0$  une bande d'énergie de 30 à 40 MeV de large autour de 57 MeV, qui tenait compte de la résolution en énergie calculée pour ce détecteur ( $\sim 30$  MeV, voir description du télescope  $\pi^0$ ). Avec une bande d'énergie plus large, on aurait amélioré la statistique de l'évènement recherché, mais en contrepartie le bruit de fond serait devenu trop important.

Nous avons également constitué les spectres des  $\gamma$  associés à des  $\pi^0$  de plus grandes énergies et, dans ce cas, les zones d'énergie considérées étaient plus larges (de l'ordre de 100 MeV), afin d'avoir une statistique comparable.

### 1. Cible de ${}^9\text{Be}$ :

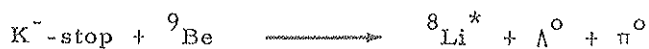
L'analyse des spectres obtenus avec la cible de  ${}^9\text{Be}$  était intéressante car, parmi toutes les voies ouvertes par l'interaction de  $K^-$ -stop avec les noyaux de  ${}^9\text{Be}$ , l'une d'elles, la réaction



était à 2 corps dans la voie de sortie avec :

$$E_{\text{cin}}(\Lambda^0) = 257 \text{ MeV}$$

La désintégration du  $\Lambda$  avec émission de  $\pi^0$  dans 36% des cas conduit à un spectre en énergie du  $\pi^0$  de 0 MeV à 150 MeV. D'autres réactions sont également possibles et notamment celle citée dans le chapitre II :



avec une énergie maximum  $\pi^0$  de 160 MeV.

Sur les seules considérations cinématiques, il ressort que la raie à 0.98 MeV du  $^8\text{Li}$  devrait être détectée en coïncidence avec des  $\pi^0$  d'énergies, dans tous les cas, inférieures à 160 MeV.

Les résultats montrent que, par rapport au spectre des  $\gamma$  obtenus sans sélection sur l'énergie  $\pi^0$ , (c'est-à-dire en prenant tous les  $\pi^0$  de 0 à 400 MeV), figure 49, environ 70% des événements sous le pic à 0.98 MeV, fond déduit, se retrouvent dans le spectre des  $\gamma$  associés à des  $\pi^0$  de 0 à 180 MeV (figure 50) et 30% avec des  $\pi^0$  de 200 à 400 MeV (figure 51).

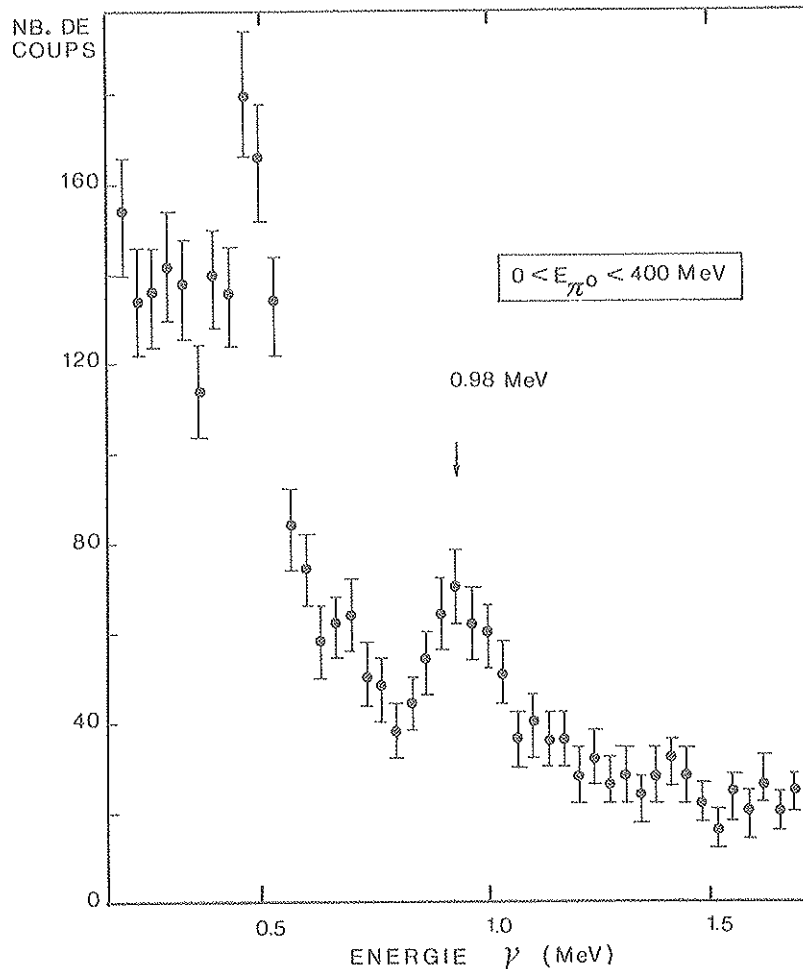


Figure 49 : Spectre des  $\gamma$  obtenu avec la cible de  $^9\text{Be}$  en coïncidence avec tous les  $\pi^0$  de 0 à 400 MeV.

L'observation de cette raie dans la gamme d'énergie  $\pi^0$  de 200 à 400 MeV, en contradiction avec les considérations cinématiques, montre qu'il s'agit de  $\pi^0$  fictifs constitués à partir de 2  $\pi^0$  réels, pour lesquels un seul photon était détecté. Ces événements fictifs peuvent être aussi formés à partir des  $\pi^-$  de la désintégration du  $\Lambda$  (64% des cas) et d'un photon dû à un  $\pi^0$  réel. L'angle d'ouverture de ces 2 impacts pouvant être faible, l'énergie calculée est élevée.

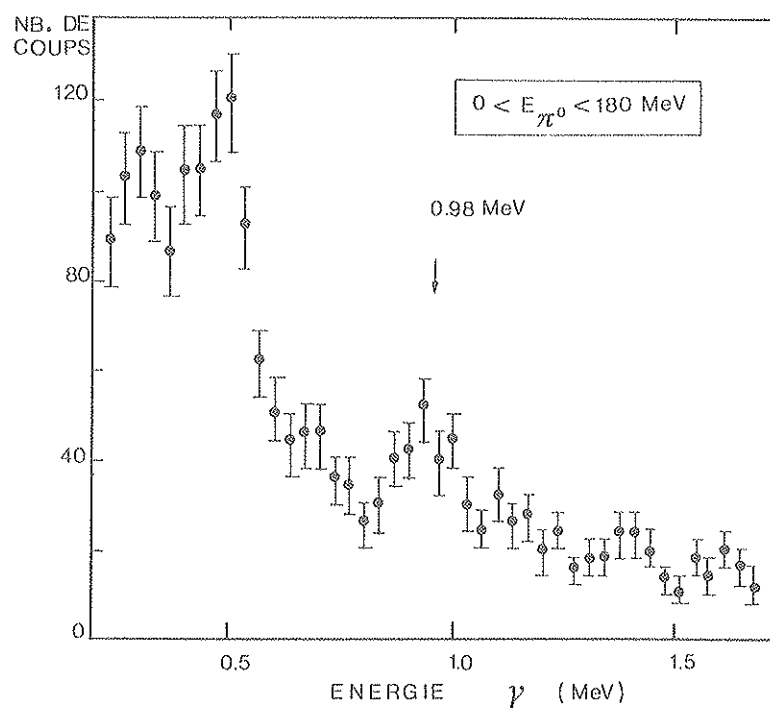


Figure 50 : Même spectre que celui de la figure 49 mais pour des  $\pi^0$  de 0 à 180 MeV.

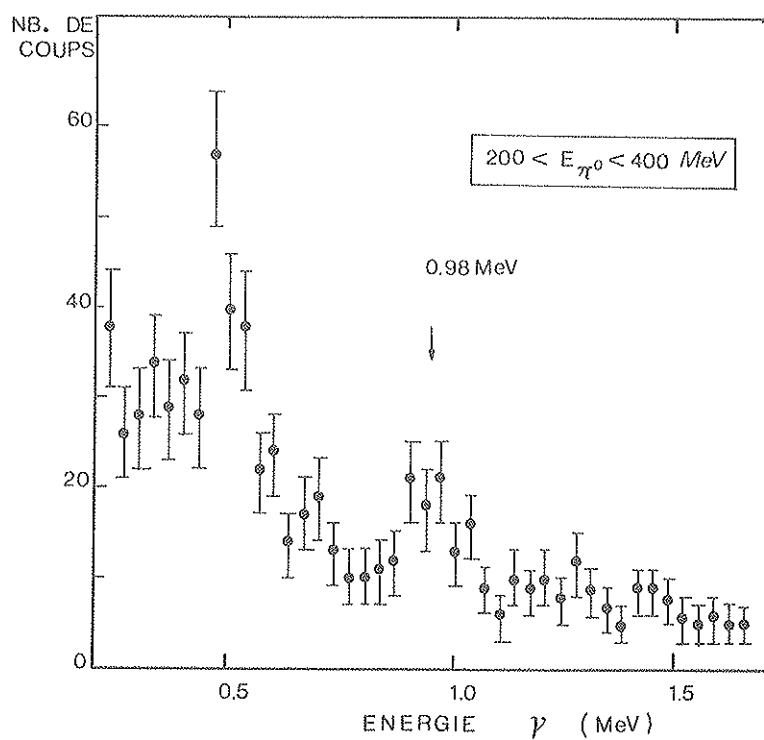


Figure 51 : Même spectre, pour des  $\pi^0$  de 200 à 400 MeV.

Ce résultat laisse supposer que l'observation de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  peut ne pas se limiter à la zone des  $\pi^0$  de 57 MeV, mais qu'elle peut être attendue dans la zone des  $\pi^0$  de plus haute énergie.

#### Cibles de lithium 6 et 7 :

L'analyse des spectres  $\gamma$  obtenus avec ces cibles a été rendue très délicate car, comme on l'a vu dans le spectre en énergie des  $\pi^0$  (figure 28), le bruit de fond était le plus intense, juste dans la région d'énergie  $\pi^0$  de 60 à 80 MeV. Aussi, pour mettre en évidence un pic avec un taux de production de l'ordre de 0.5%, il a fallu quelquefois imposer des conditions très sévères sur la détection des  $K^-$  au prix d'une diminution importante de la statistique.

Les principales sources de fond nucléaire étaient données par le plomb, le carbone et le sodium.

#### Plomb :

Dans le plomb naturel du télescope  $\pi^0$ , les proportions de  ${}^{208}\text{Pb}$ ,  ${}^{207}\text{Pb}$  et  ${}^{206}\text{Pb}$  étaient respectivement de 52 %, 22 % et 24 %. Aussi, par des réactions  $(n, n)$ ,  $(n, 2n)$  ou  $(\gamma, n)$  nous pouvions détecter les transitions à 860 KeV du  ${}^{208}\text{Pb}$ , à 890 KeV du  ${}^{207}\text{Pb}$  et à 881 KeV et 803 KeV du  ${}^{206}\text{Pb}$ . Compte tenu de la résolution des cristaux NaI, les 3 premières raies ne pouvaient pas être séparées. Les figures 52 et 53 montrent les 2 pics obtenus respectivement avec les cibles de  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$ , en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 10 MeV à 40 MeV (figure 52) et de 120 MeV à 180 MeV (figure 53).

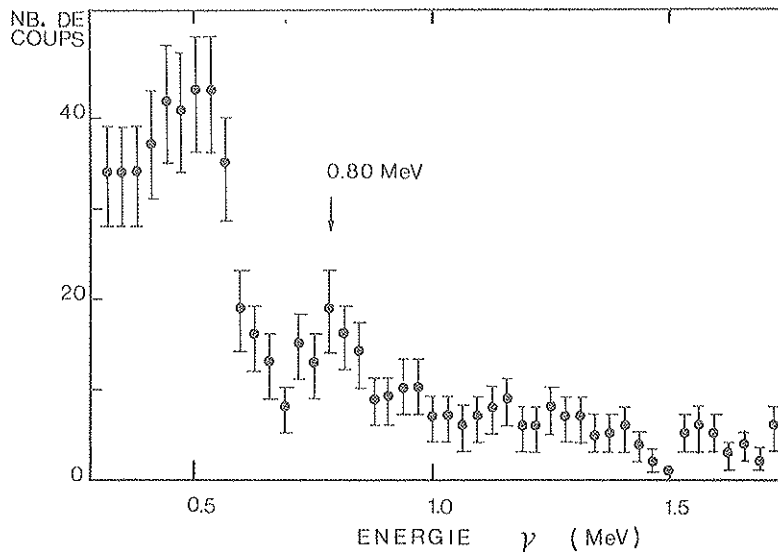


Figure 52 : Transition du Pb-206 observée avec la cible de  ${}^6\text{Li}$ , en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 10 à 40 MeV.

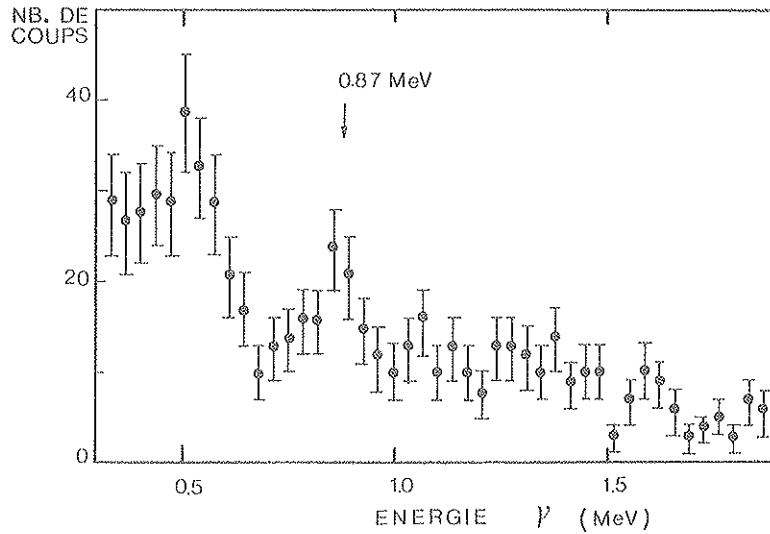


Figure 53 : Transition à 0.87 MeV dans le Plomb observée en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 120 à 180 MeV.

#### Carbone :

La raie à 720 KeV du  $^{10}\text{B}$  caractéristique d'une interaction sur les noyaux de  $^{12}\text{C}$  a été observée avec  $^7\text{Li}$  en coïncidence avec des  $\pi^0$  d'énergie inférieure à 45 MeV (figure 54). Son intensité est cependant trop faible pour que la transition à 1.02 MeV soit visible.

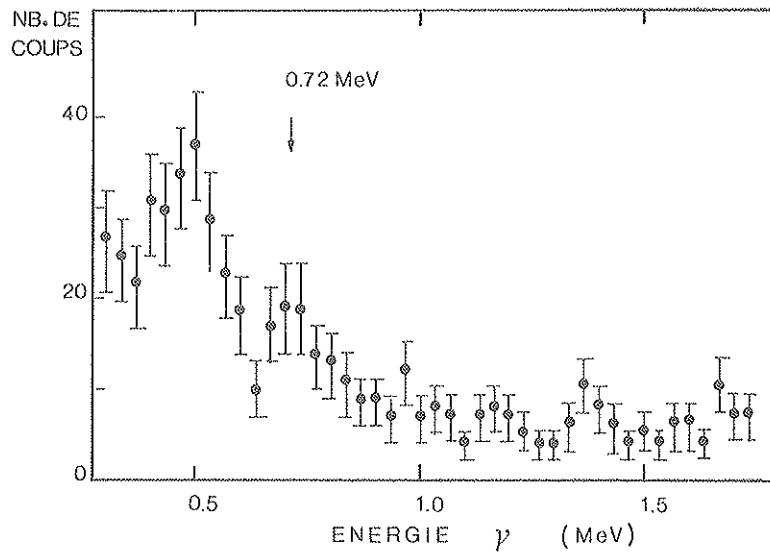


Figure 54 : Transition à 0.72 MeV du  $^{10}\text{B}$ .

Sodium :

La transition vers 1.38 MeV dans le  $^{22}\text{Na}$  déjà observée en coïncidence avec les  $\pi^-$  a également été mise en évidence en coïncidence avec des  $\pi^0$ . La figure 55 montre l'exemple d'un spectre  $\gamma$  obtenu sur la cible de  $^6\text{Li}$  avec un pic à 1.35 MeV associé à des  $\pi^0$  de 120 à 200 MeV.

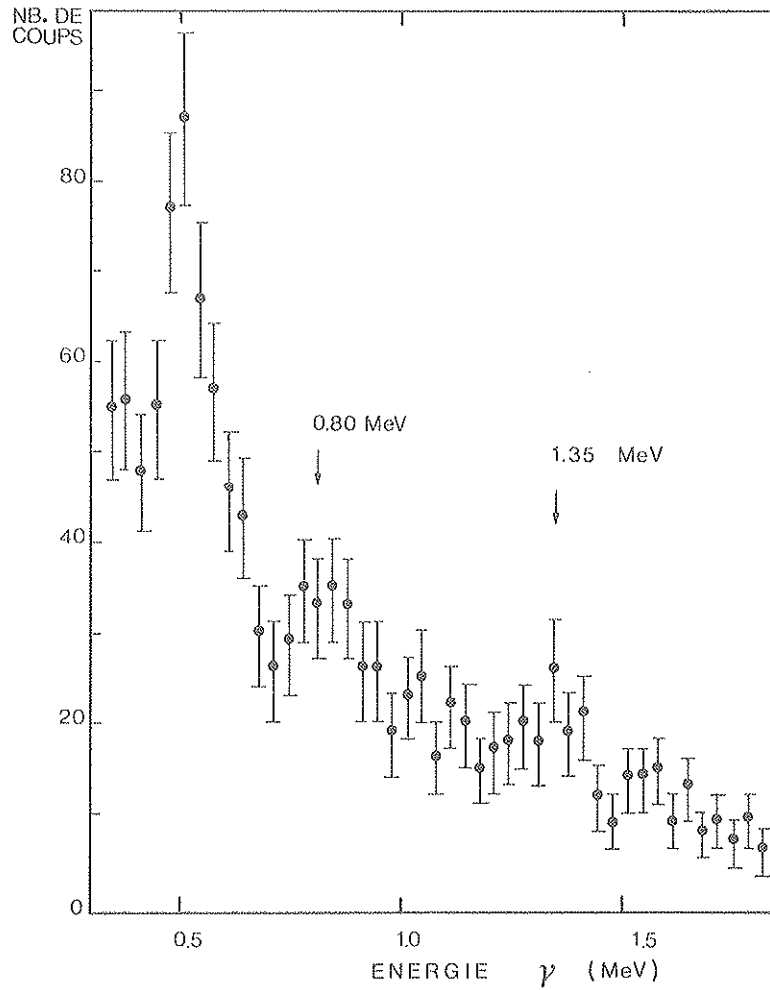


Figure 55 : Transitions à 0.80 MeV du Pb et à 1.35 MeV du  $^{22}\text{Na}$ , observées en coïncidence avec des  $\pi^0$ .

Etat excité de  $^4_1\text{He}$  :

En sélectionnant les  $\pi^0$  d'énergie comprise entre 45 MeV et 85 MeV et en sommant les spectres  $\gamma$  obtenus avec NaI-1 pour chacune des cibles de lithium, le spectre total montre un seul maximum à  $(1.15 \pm 0.04)$  MeV (figure 56).

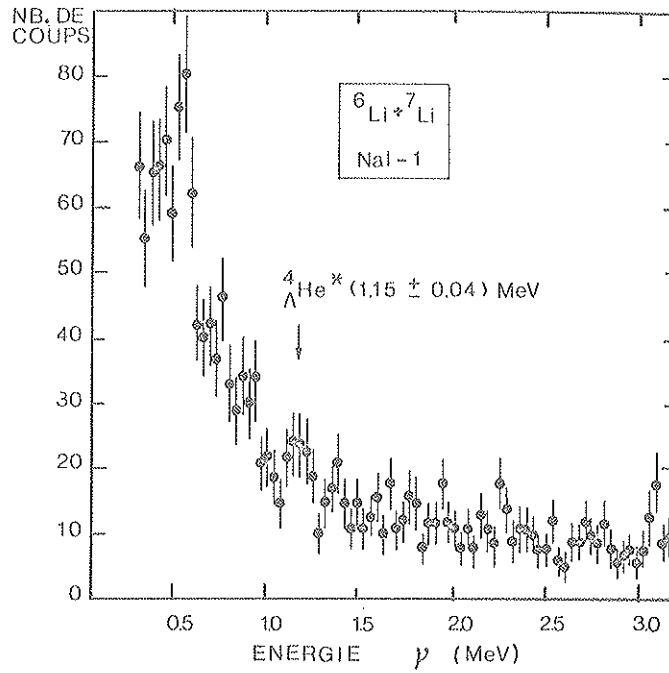


Figure 56 : Etat excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  observé par NaI-1 avec les cibles de  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$ , en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 45 MeV à 85 MeV.

Avec la cible de  ${}^6\text{Li}$  et en sommant les spectres donnés par les deux cristaux (figure 57), le pic à 1.15 MeV apparaît à nouveau, accompagné des raies du fond nucléaire à 0.87 MeV et 1.36 MeV.

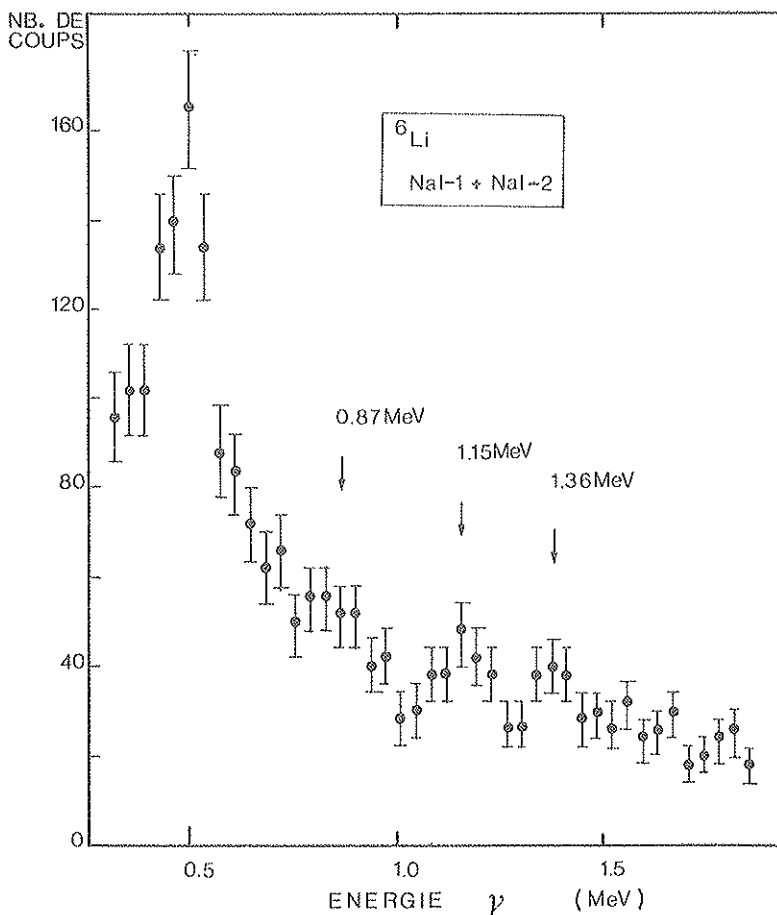


Figure 57 : Observation de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  avec la cible de  ${}^6\text{Li}$ , en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 45 à 75 MeV.



Cette raie à 1.15 MeV n'a jamais été observée auparavant dans les spectres  $K-\gamma-\pi^-$ . Le fait qu'elle le soit avec le trigger  $\pi^0$  et dans une zone d'énergie autour de 57 MeV ainsi que dans la zone en temps des  $\gamma$  prompts, indique qu'il s'agit de la transition recherchée  $1^+ \rightarrow 0^+$  dans  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

Dans les autres régions d'énergie  $\pi^0$ , la raie à 1.15 MeV n'a été observée que dans un cas : avec la cible de  ${}^6\text{Li}$  en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 200 MeV à 400 MeV et seulement par NaI-1 (figure 58). De telles énergies  $\pi^0$  sont trop élevées pour que ces particules soient émises lors de la production de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , où l'énergie maximum des  $\pi^0$  est inférieure à 170 MeV. Cependant, l'analyse des données sur le béryllium a montré que l'observation d'une raie en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 200 MeV à 400 MeV peut s'expliquer en considérant des  $\pi^0$  fictifs. Dans le cas de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , les 2 impacts simulant un  $\pi^0$  peuvent être fournis par l'un des photons dûs aux  $\pi^0$  de la désintégration de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  (rappelons que 70 % des  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  se désintègrent en 2 corps ou plus avec émission de  $\pi^0$ ), l'autre impact étant dû soit à l'un des photons provenant des  $\pi^0$  de production, soit à une particule chargée accompagnant cette production.

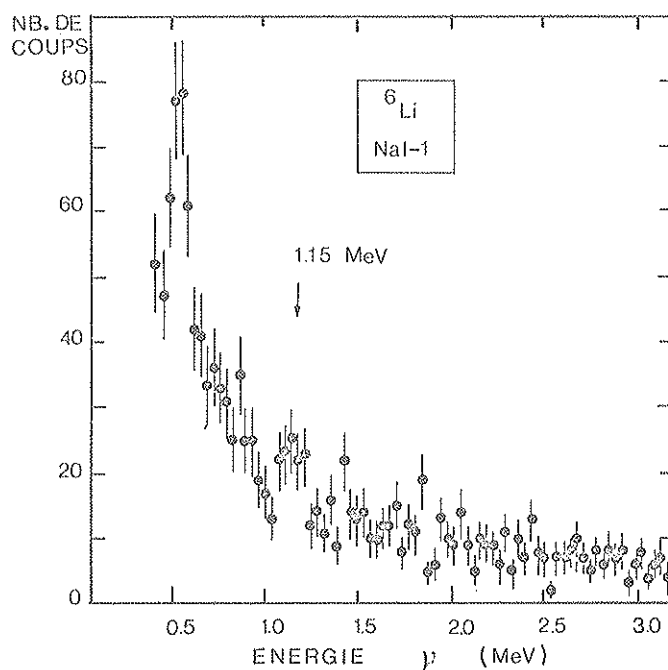


Figure 58 : Spectre en énergie des  $\gamma$  en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 200 à 400 MeV détectés par NaI-1 dans la cible de  ${}^6\text{Li}$ .

Pour le 2ème cristal et dans cette zone d'énergie  $\pi^0$ , il y a une indication d'un maximum à cette énergie (figure 59) ; il est cependant difficile de conclure à l'existence d'un pic.

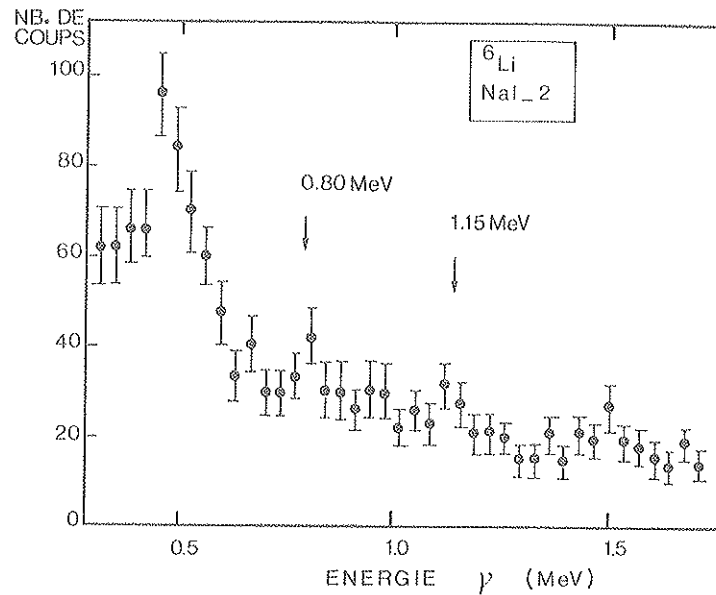


Figure 59 : Même spectre mais pour NaI-2

Entre 100 MeV et 200 MeV  $\pi^0$ , on note la présence de 2 transitions : l'une à 1.08 MeV dans le  ${}^6\text{Li}$  (figure 60 a), l'autre à 1.11 MeV pour la cible de  ${}^7\text{Li}$  (figure 60 b).

Ces deux pics n'ont pas été observés dans d'autres zones d'énergie  $\pi^0$ , de plus ils apparaissent uniquement dans les canaux temps correspondant aux  $\gamma$  prompts ; enfin ils ne correspondent à aucune transition connue dans les corps susceptibles de créer un fond nucléaire.

La différence des énergies, 30 KeV, indique qu'il s'agirait du même pic pouvant être considéré comme un mélange des raies de 1.04 MeV et 1.15 MeV.

En conclusion, sur la raie à  $(1.15 \pm 0.04)$  MeV nous pouvons faire les observations suivantes :

- 1) cette raie est associée à un trigger  $\pi^0$ . Elle n'a pas été détectée en coïncidence avec des pions chargés.
- 2) elle est principalement corrélée à des  $\pi^0$  d'énergie proche de 57 MeV, énergie des  $\pi^0$  de désintégration de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .
- 3) elle n'est observée que dans les canaux temps correspondant aux  $\gamma$  prompts.
- 4) elle ne correspond à aucune transition nucléaire du plomb du carbone ou du sodium, principales sources de raies du bruit de fond.

En conséquence, cette raie peut être attribuée à la désintégration vers l'état fondamental de l'état excité de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

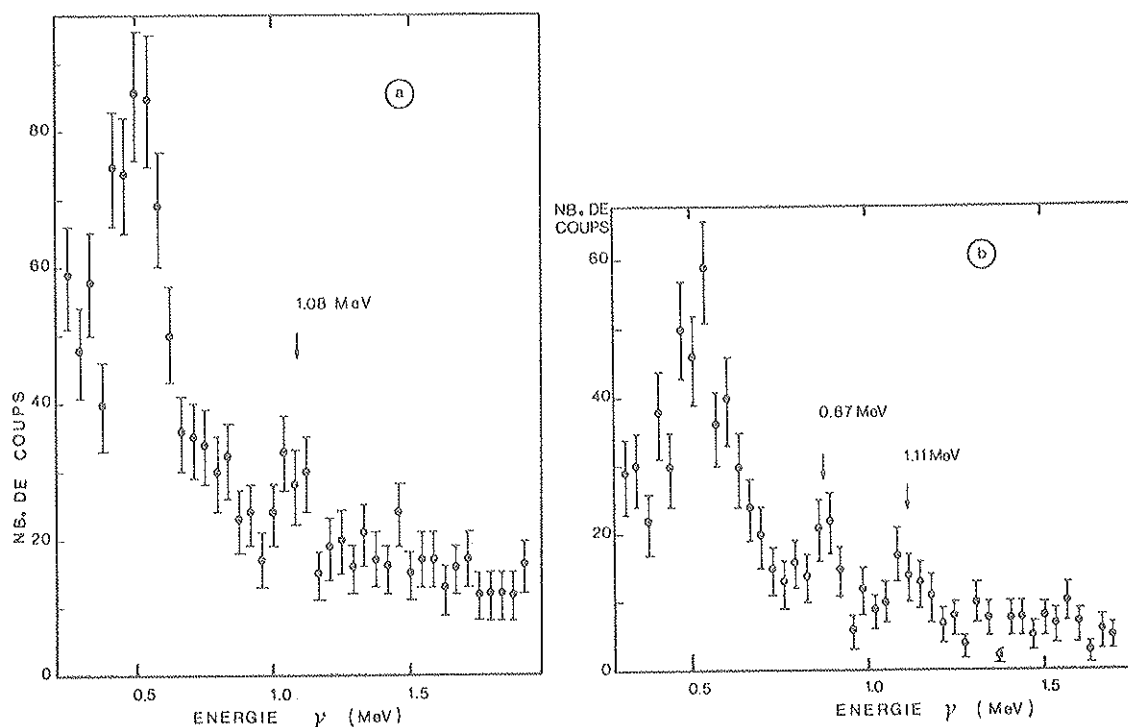


Figure 60 : Spectres des  $\gamma$  en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 100 à 200 MeV.

a - cible de  ${}^6\text{Li}$ , NaI-1

b - cible de  ${}^7\text{Li}$ , NaI-2

Pour l'analyse des hypernoyaux de la couche S, nous avons retenu les résultats des mesures de EXP 77 pour les énergies d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  :

$(1.04 \pm 0.04)$  MeV pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$

$(1.15 \pm 0.04)$  MeV pour  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$

Ceci pour plusieurs raisons :

- l'énergie de 1.04 MeV a été mesurée par les 2 cristaux NaI utilisés pendant l'expérience.
- l'analyse en énergie des  $\gamma$  détectés était plus complète dans EXP 77 que dans EXP 74, avec, notamment, des corrections d'étalonnage.
- comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la différence des énergies d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  est directement reliée à certaine propriété de l'interaction  $\Lambda$ -N. Ces 2 énergies étant mesurées dans EXP 77 dans des conditions identiques, il est préférable d'utiliser ces résultats pour l'analyse.

## CHAPITRE III

INTERACTION  $\Lambda$ -N - MODELE PHENOMENOLOGIQUE

L'interaction  $\Lambda$ -N et la forme du potentiel correspondant, doivent rendre compte des résultats expérimentaux déjà obtenus sur les hypernucleaux, notamment la diffusion élastique  $\Lambda$ -p et les énergies de liaison  $B_{\Lambda}$ .

I. DONNEES EXPERIMENTALESa) Non évidence d'un état lié  $\Lambda$ -N :

Aucun système lié  $\Lambda$ -p ou  $\Lambda$ -n n'a été observé. Les expériences faites avec les émulsions nucléaires ont montré que l'hypernucleau le plus léger observé est  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ . Ceci suggère que l'interaction  $\Lambda$ -N n'est pas assez forte pour avoir un état lié ( $\Lambda$ -N) contrairement à l'interaction N-N.

b) Spins des hypernucleaux :

Pour les hypernucleaux de la couche S, les spins des états fondamentaux ont pu être déterminés grâce aux rapports de branchement des divers modes de désintégration (KEY 73, BER 70, AMM 61, BAU 63, BLO 63). DALITZ et LIU (DAL 59) ont calculé ces rapports en fonction des spins possibles pour ces hypernucleaux. La comparaison avec les résultats expérimentaux donne pour  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  les spins 1/2, 0 et 0 respectivement. Un spin de 1/2 pour  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  indique que l'interaction  $\Lambda$ -N dans l'état singulet est plus attractive que l'interaction dans l'état triplet.

c) Energies de liaison  $B_{\Lambda}$  :

Les énergies de liaison du  $\Lambda$  ont été déterminées par l'analyse des désintégrations mésoniques des hypernucleaux produits par des mésons- $K^-$  arrêtés dans des émulsions nucléaires. Les plus récentes mesures donnent les valeurs suivantes, pour les hypernucleaux de la couche S (JUR 73).

$${}^3_{\Lambda} \text{H} \quad B_{\Lambda} = 0.13 \pm 0.05 \text{ MeV}$$

$${}^4_{\Lambda} \text{H} \quad = 2.04 \pm 0.04 \text{ MeV}$$

$${}^4_{\Lambda} \text{He} \quad = 2.39 \pm 0.03 \text{ MeV}$$

$${}^5_{\Lambda} \text{He} \quad = 3.12 \pm 0.02 \text{ MeV}$$

Deux remarques doivent être faites :

1) la valeur expérimentale de  $B_{\Lambda}$  pour  ${}^3_{\Lambda} \text{H}$  est entachée d'une grande erreur. Ce fait est intéressant à noter dans la mesure où  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda} \text{H})$  a été utilisé dans de nombreux calculs, comme nous le verrons plus loin. Historiquement, la valeur de  $B_{\Lambda}$  pour  ${}^3_{\Lambda} \text{H}$  a beaucoup varié (SWA 71) entre  $0.6 \pm 0.4 \text{ MeV}$  et  $0.06 \pm 0.06 \text{ MeV}$ .

2) les hypernoyaux miroirs  ${}^4_{\Lambda} \text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda} \text{He}$  ont des énergies de liaison  $B_{\Lambda}$  différentes :

$$\Delta B_{\Lambda} ({}^4_{\Lambda} \text{He} - {}^4_{\Lambda} \text{H}) = + (0.35 \pm 0.05) \text{ MeV}$$

Dans le cas d'une interaction  $\Lambda$ -N symétrique de charge, c'est-à-dire pour  $(\Lambda-p) = (\Lambda-n)$ , cette valeur de  $\Delta B_{\Lambda}$  doit être négative à cause des effets coulombiens qui sont de deux ordres :

- le noyau  ${}^3_{\Lambda} \text{H}$  ayant une densité de nucléons plus grande que  ${}^3_{\Lambda} \text{He}$ , en rajoutant l'hypéron  $\Lambda$ , l'énergie de liaison sera plus importante pour  ${}^4_{\Lambda} \text{H}$  que pour  ${}^4_{\Lambda} \text{He}$ .
- l'introduction du  $\Lambda$  entraîne une compression du coeur nucléaire, augmentant la répulsion coulombienne dans  ${}^4_{\Lambda} \text{He}$  par rapport à  ${}^3_{\Lambda} \text{He}$ .

Plusieurs estimations de  $\Delta B_{\Lambda}$  dues à ces deux effets, noté  $(\Delta B_{\Lambda})_c$  ont été faites

$$\begin{aligned} (\Delta B_{\Lambda})_c &= - 0.45 \text{ MeV (DOW 66)} \\ &= - 0.25 \text{ MeV (DAL 64, HT 2)} \\ &= - 0.20 \text{ MeV (DAL 72)} \\ &= - 0.02 \text{ MeV (FRI 78)} \end{aligned}$$

L'écart avec l'expérience, de 0.37 MeV à 0.80 MeV selon les calculs, indique que le potentiel  $\Lambda$ -N n'est pas symétrique de charge et qu'une composante  $V_{\text{CSB}}$  rendant compte de cette asymétrie doit intervenir dans l'expression du potentiel  $\Lambda$ -N.

Si l'on ne s'intéresse qu'à la composante symétrique de charge du potentiel, alors

les énergies de liaison  $B_{\Lambda}^{CS}$  pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  s'écrivent :

$$B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) + \frac{\Delta B_{\Lambda}^{CSB}}{2}$$

$$B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}\text{He}) = B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}) - \frac{\Delta B_{\Lambda}^{CSB}}{2}$$

où  $\Delta B_{\Lambda}^{CSB} = \Delta B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He} - {}^4_{\Lambda}\text{H}) - (\Delta B_{\Lambda})_c$

d) Diffusion  $\Lambda$ -p à basse énergie :

La méthode la plus directe pour l'étude de l'interaction  $\Lambda$ -N reste l'analyse de la diffusion  $\Lambda$ -N à basse énergie. Deux expériences de diffusion élastique  $\Lambda$ -p ont été réalisées, pour des impulsions de 120 à 320 MeV/c. (ALE 68, SEC 68). Les particules  $\Lambda$  étaient produites dans une chambre à bulles remplie d'hydrogène par des interactions entre le proton et le méson- $K^-$  incident d'énergie nulle. Ces expériences ont porté chacune sur quelques centaines d'évènements. L'intervalle de 120 MeV/c à 320 MeV/c a été subdivisé en six zones d'impulsion  $\Lambda$ , pour lesquelles les sections efficaces ont été calculées. Nous avons représenté sur la figure 61 une compilation des résultats tirés de ces deux expériences. Les barres d'erreur accompagnant chaque point reflètent les incertitudes statistiques.

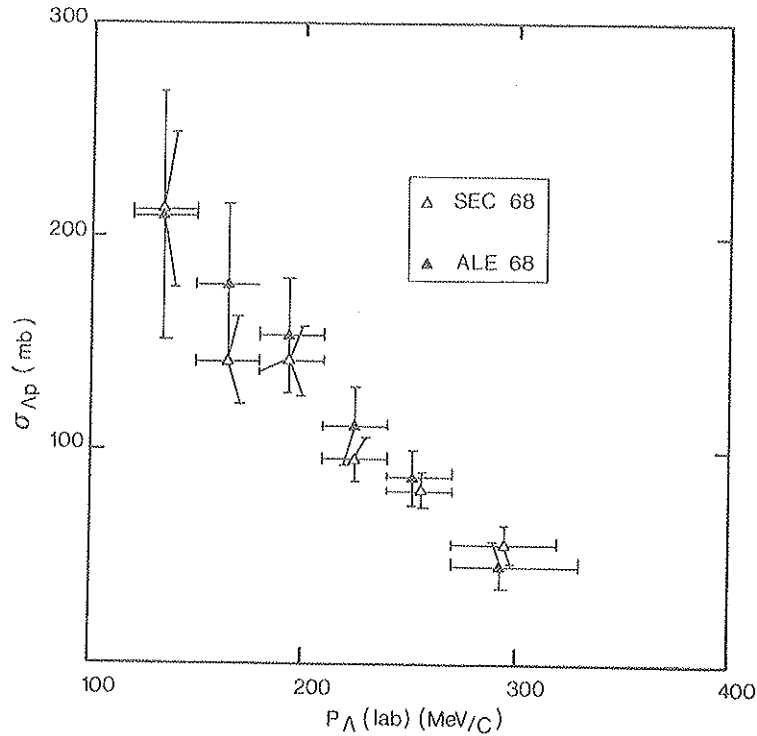


Figure 61 : Section efficace totale de la diffusion élastique  $\Lambda$ -p à basse énergie

Dans l'approximation de la portée effective (BLA 52), la section efficace totale de diffusion est donnée par la relation :

$$\sigma = \frac{\pi}{\left(-\frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_s k^2\right)^2 + k^2} + \frac{3\pi}{\left(-\frac{1}{a_t} + \frac{1}{2} r_t k^2\right)^2 + k^2}$$

Les paramètres  $a$  et  $r$  sont respectivement la longueur de diffusion et la portée effective ; les indices  $s$  et  $t$  sont relatifs aux états singulet et triplet ;  $k$  est l'impulsion dans le centre de masse du système  $\Lambda$ -N.

L'ajustement des quatre paramètres  $a_s$ ,  $a_t$ ,  $r_s$  et  $r_t$  permettant de retrouver avec un bon accord les valeurs expérimentales de  $\sigma$ , conduit aux valeurs du tableau IX.

Les deux premiers jeux de paramètres semblent indiquer une faible dépendance en spin du potentiel  $\Lambda$ -N ( $a_s \approx a_t$ ).

Cependant d'autres paramètres (DAL 68) conduisant à des valeurs de  $a_s$  et  $a_t$  très différentes l'une de l'autre donnent aussi un bon ajustement aux données expérimentales, et laissent supposer au contraire, une très forte dépendance en spin.

Références	$-a_s$ (fm)	$-a_t$ (fm)	$r_s$ (fm)	$r_t$ (fm)
ALE 68	1.8	1.6	2.8	3.3
SEC 68	2.0	2.2	5.0	3.5
DAL 68	5.0	0.5		
	1.0	2.0		

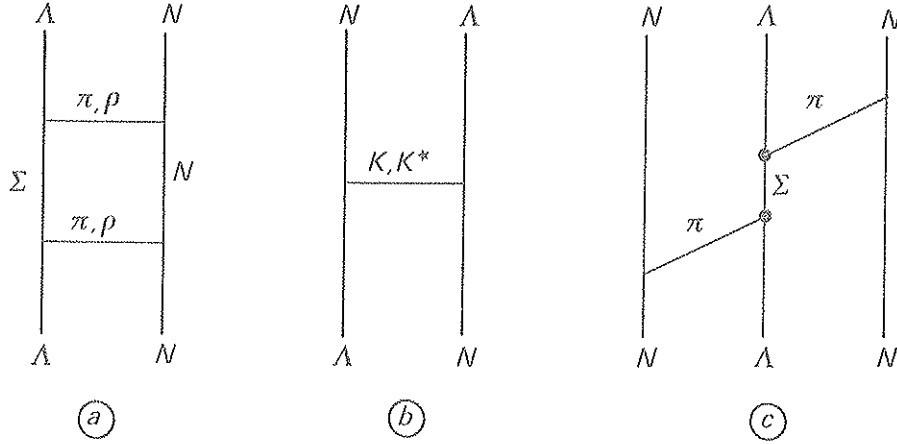
Tableau IX

Aussi, la détermination des paramètres de diffusion par un ajustement aux données expérimentales, reste très incertaine du point de vue physique à cause du petit nombre de ces données et des grandes erreurs qui leur sont liées.

## II. ASPECTS THEORIQUES DE L'INTERACTION $\Lambda$ -N

Des nombreuses études théoriques faites sur ce sujet (DAL 58, DAL 68, DEL 69, GAL 75, RAY 75) il ressort que l'interaction forte baryon-baryon peut être générée par un échange de un ou plusieurs mésons. Le mécanisme d'échange d'un pion prédominant dans le système NN, n'est plus possible dans le système  $\Lambda$ -N car le couplage ( $\Lambda\Lambda\pi$ ) est interdit par la conservation de l'isospin.

La force  $\Lambda$ -N ne peut donc s'établir que par l'échange de 2 pions (graphe a).  
La même remarque vaut pour l'échange du méson  $\rho$ .



Un échange d'un méson  $\eta$  ou  $\omega$  est possible, cependant la portée de telles forces est inférieure à celle de l'échange de  $2\pi$  qui est le méson le plus léger.

$$R_{2\pi} = \frac{\hbar}{2m_{\pi}} = 0.7 \text{ fm}$$

D'autres processus peuvent intervenir, comme l'échange d'un méson étrange (graphe b), donnant lieu à des forces tensorielles avec une portée plus courte, égale à 0.4 fermi. De plus, la constante du couplage  $\Lambda NK$  est plus faible que pour le couplage  $\Lambda \Sigma \pi$ . Pour ces raisons, cette force jouera un rôle moins important que la force d'échange de  $2\pi$ .

Enfin, des forces à 3 corps  $\Lambda$ -N-N (graphe c) existent. Dans ce cas, les  $2\pi$  sont échangés sur 2 nucléons différents.

L'existence du terme  $V_{\text{CSB}}$  rendant compte de la brisure de la symétrie de charge, a été interprétée par DALITZ et VON HIPPEL (DAL 64) de la façon suivante :

Les états physiques  $\tilde{\Lambda}$  et  $\tilde{\Sigma}^0$  sont des mélanges électromagnétiques d'états propres d'isospin.

$$\tilde{\Lambda} = \Lambda \cos \alpha + \Sigma^0 \sin \alpha$$

$$\tilde{\Sigma}^0 = -\Lambda \sin \alpha + \Sigma^0 \cos \alpha$$

avec  $\text{tg } \alpha = -0.019$  et  $\Lambda$  et  $\Sigma^0$  sont les états propres d'isospin,  $I = 0$  et  $I = 1$  respectivement.

Dans cette situation, l'échange d'un seul  $\pi^0$  est permis donnant lieu à une force de portée double à celle de l'échange de  $2\pi$  donc à la composante  $V_{\text{CSB}}$  du potentiel  $\Lambda$ -N.



### III. MODELE PHENOMENOLOGIQUE

En adoptant un potentiel central à 2 corps avec un coeur dur et dépendant du spin, la forme la plus générale de l'interaction  $\Lambda$ -N en l'absence de moment angulaire ( $\ell = 0$ ) est la suivante :

$$V_{\Lambda N}(r) = V_1(r) + V_2(r) \times \vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N + V_{CSB}(r) \quad (1)$$

où  $V_1(r) + V_2(r) \times \vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N$  est la composante symétrique de charge :  $V_{CS}$

En projetant sur les états triplet et singlet on a :

$$V_{\Lambda N}(r) = \frac{3 + \vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N}{4} V_t(r) + \frac{1 - \vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N}{4} V_s(r) + V_{CSB}(r) \quad (2)$$

Les parties radiales pour  $V_t$  et  $V_s$  sont choisies de forme exponentielle à l'extérieur du coeur dur (HT I)

$$\begin{aligned} V_t(r) &= \infty & \text{si } r < d_{\Lambda N} \\ V_t(r) &= -V_{ot} \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right] & \text{si } r > d_{\Lambda N} \\ V_s(r) &= \infty & \text{si } r < d_{\Lambda N} \\ V_s(r) &= -V_{os} \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right] & \text{si } r > d_{\Lambda N} \end{aligned} \quad (3)$$

$d_{\Lambda N}$  est le rayon du coeur dur.

Avec ces formes de puits,  $V_{s,t}$ , on peut calculer le paramètre  $s$  de profondeur qui est le nombre par lequel  $V_{s,t}$  doit être divisé pour que le 1er état lié intervienne à l'énergie nulle. On montre (voir appendice A) que pour des puits exponentiels,  $s$  est donné par la relation

$$s = 0.69164 \frac{2\mu V_{os,t}}{\hbar^2 \lambda^2} \quad (4)$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système  $\Lambda$ -N.

On définit également la portée intrinsèque du puits qui est la portée effective pour  $s = 1$ , et qui ne dépend que de la forme géométrique du potentiel, par la relation (voir appendice B).

$$b = \frac{3.5412}{\lambda} + 2 d_{\Lambda N} \quad (5)$$

Pour  $V_{\text{CSB}}$ , on adopte également une forme exponentielle avec les mêmes paramètres  $\lambda$  et  $d_{\Lambda N}$  et, pour la profondeur du puits, une composante  $W_1$  constante plus une composante  $W_2$  dépendant du spin relatif :

$$V_{\text{CSB}}(r) = -\tau_3^N (W_1 + W_2 \vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_N) \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right] \quad (6)$$

où  $\tau_3^N$  est la 3ème composante de l'isospin ( $= +1$  si  $N = p$ ,  $= -1$  si  $N = n$ )

Ce modèle appelle quelques remarques :

1) on ne considère que les interactions à 2 corps. Les forces  $\Lambda N N$  sont ici négligées rendant ce modèle très simple. L'addition de forces à 3 corps introduirait un paramètre supplémentaire qui s'ajouterait aux 4 paramètres à déterminer (pour un couple de valeurs  $b, d_{\Lambda N}$  donné) :  $V_{\text{os}}$ ,  $V_{\text{ot}}$ ,  $W_1$ ,  $W_2$ . Ceci n'est pas souhaitable vu le peu de données expérimentales disponibles. Par ailleurs, certains auteurs (TAN 69, DAL 72) introduisant les forces  $\Lambda N N$  dans leurs calculs ont montré que leurs effets restaient minimes.

2) le choix d'une forme exponentielle pour les potentiels nous est imposé pour des raisons pratiques, comme nous le verrons par la suite. En tout état de cause, ce choix ne semble pas critique. HERNDON et TANG (HT III) ont montré que les résultats de leur analyse avec un potentiel du type Yukawa différaient peu de ceux obtenus avec un puits exponentiel.

3) les paramètres ( $b, d_{\Lambda N}$ ) définissant la géométrie des puits utilisés sont les mêmes pour  $V_s$ ,  $V_t$  et  $V_{\text{CSB}}$ . Cette hypothèse se justifie par la nécessité, là encore, d'introduire dans le modèle le minimum de paramètres.

#### a) Potentiels $\Lambda$ -nucléon effectif pour les hypernoyaux de la couche S :

Pour un hypernoyau de masse  $A$  et de spin  $J$  la fonction d'onde hypernucléaire  $\Psi$  est de la forme

$$\Psi = \psi(r_{ij}, r_{i\Lambda}) \chi(\text{spins})$$

où  $\psi$  est symétrique pour l'échange des coordonnées d'espaces des nucléons.

On a alors

$$\langle \Psi | \sum_{i=1}^{A-1} V_{i\Lambda} | \Psi \rangle = \langle \psi | V_A(r) | \psi \rangle$$

où  $V_A(r)$  est le potentiel  $\Lambda$ -N moyenné sur les spins qui a une forme exponentielle définie par les mêmes paramètres  $b$  et  $d_{\Lambda N}$  et dont la profondeur est donnée par

$$V_{OA} = \langle J | \sum_{i=1}^{A-1} V_{i\Lambda} | J \rangle$$

On montre alors (DAV 67) que pour la partie symétrique de charge, on a

$$V_{OA} = (A-1) \frac{3V_{ot} + V_{os}}{4} - 2(J(J+1) - J_N(J_N+1) - 3/4) \frac{V_{os} - V_{ot}}{4} \quad (8)$$

où  $J_N$  est le spin du coeur nucléaire.

En normalisant au nombre de nucléons,  $U_{OA} = \frac{V_{OA}}{A-1}$  on a finalement pour les pour les hypernoyaux de la couche S

$$\begin{aligned} {}^3_{\Lambda}H (J = 1/2, J_N = 1) & \quad U_{O3} = \frac{3}{4} V_{os} + \frac{1}{4} V_{ot} \\ {}^4_{\Lambda}H (J = 0, J_N = \frac{1}{2}) & \quad U_{O4} = \frac{1}{2} V_{os} + \frac{1}{2} V_{ot} - \frac{1}{3} (W_1 + 3W_2) \\ {}^4_{\Lambda}He (J = 0, J_N = \frac{1}{2}) & \quad U_{O4} = \frac{1}{2} V_{os} + \frac{1}{2} V_{ot} + \frac{1}{3} (W_1 + 3W_2) \\ {}^5_{\Lambda}He (J = \frac{1}{2}, J_N = 0) & \quad U_{O5} = \frac{1}{4} V_{os} + \frac{3}{4} V_{ot} \end{aligned} \quad (9)$$

et pour les états excités

$$\begin{aligned} {}^4_{\Lambda}H^* (J = 1) & \quad U_{O4}^* = \frac{1}{6} V_{os} + \frac{5}{6} V_{ot} - \frac{1}{3} (W_1 - W_2) \\ {}^4_{\Lambda}He^* (J = 1) & \quad U_{O4}^* = \frac{1}{6} V_{os} + \frac{5}{6} V_{ot} + \frac{1}{3} (W_1 - W_2) \end{aligned} \quad (10)$$

Ces relations (9) et (10) montrent qu'en déterminant les profondeurs  $U_{OA}$ , on en déduit les paramètres  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$ . On remarque aussi que l'effet de  $V_{CSB}$  n'intervient que pour  $A = 4$ , ce qui découle directement de la définition de ce potentiel et donc que les paramètres  $W_1$  et  $W_2$  sont reliés aux énergies d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$ .

b) Expressions des paramètres de diffusion élastique :

Pour calculer les paramètres  $a$  et  $r$  des diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n, écrivons les potentiels  $V_{\Lambda-p}(r)$  et  $V_{\Lambda-n}(r)$ , dans les états triplet et singulet

$$\begin{aligned}
 V_t^p(r) &= \infty & (r < d_{\Lambda N}) \\
 V_t^p(r) &= -V_{ot}^p \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right] & (r > d_{\Lambda N}) \\
 V_s^p(r) &= \infty & (r < d_{\Lambda N}) \\
 V_s^p(r) &= -V_{os}^p \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right] & (r > d_{\Lambda N})
 \end{aligned} \tag{11}$$

et des expressions analogues pour  $V_{\Lambda-n}(r)$  en remplaçant l'indice "p" par l'indice "n".

Les paramètres de profondeur  $V_{ot,s}^p$  et  $V_{os}^n$  sont donnés par :

$$\Lambda-p \left\{ \begin{array}{l} V_{ot}^p = V_{ot} + W_1 + W_2 \\ V_{os}^p = V_{os} + W_1 - 3W_2 \end{array} \right. \tag{12}$$

$$\Lambda-n \left\{ \begin{array}{l} V_{ot}^n = V_{ot} - W_1 - W_2 \\ V_{os}^n = V_{os} - W_1 + 3W_2 \end{array} \right. \tag{13}$$

Pour ces 4 paramètres  $V_{ot,s}^{p,n}$ , exprimés en fonction de  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  on peut, en appliquant la relation (4), calculer les paramètres  $s_{t,s}^{p,n}$  de profondeurs de puits.

Les paramètres,  $a$  (longueur de diffusion) et  $r$  (portée effective) des diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n, dans les états triplet et singulet, sont déterminés à partir des nombres  $s_{t,s}^{p,n}$  (LEV 64).

$$a = d_{\Lambda N} + \frac{3.5412}{\lambda} \frac{s}{s-1} \quad q(s) \tag{14}$$

$$\text{où } q(s) = 0.816 - 0.081 s - 0.0119 s^2 - 0.00124 s^3$$

$$r = b \left( 1 - Q(s) \frac{b}{a} \right) \tag{15}$$

$$\text{où } Q(s) = 0.635 - 0.0121 s - 0.00316 s^2$$

Ainsi, dans ce modèle, si on peut calculer les paramètres  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$ , on peut en déduire les paramètres  $s$  de profondeur du puits ainsi que les paramètres  $a$  et  $r$  de diffusion élastique permettant de calculer la section efficace totale.

#### IV. CALCUL AVEC $B_A(^3H)$ :

HERNDON et TANG (HT 1, HT 2, HT 3) d'abord, puis DALITZ (DAL 72) ont appliqué ce modèle aux hypernoyaux de la couche S pour différentes formes exponentielles du potentiel  $\Lambda$ -N, définies par les couples  $(b, d_{\Lambda N})$ ,  $b$  variant de 1.5 à 2.5 fm et  $d_{\Lambda N}$  de 0 à 0.6 fm.

Pour calculer les valeurs de  $U_{OA}$  (équations (9)), ces auteurs ont établi une relation entre les  $U_{OA}$  et les  $B_A$  correspondants.

$$U_{OA} = a_A + b_A B_A^{1/2} + c_A B_A \quad (16)$$

Les paramètres  $a_A$ ,  $b_A$  et  $c_A$  ont été calculés par une méthode variationnelle qui, pour une valeur donnée de  $U_{OA}$ ,  $b$  et  $d_{\Lambda N}$ , permet de déterminer l'énergie totale de l'hypernoyau de masse  $A$ .

L'énergie de liaison  $B_A$  est alors donnée par la différence entre l'énergie totale du coeur nucléaire et celle de l'hypernoyau. En répétant ce calcul pour d'autres valeurs de  $U_{OA}$ , on peut en déduire les coefficients  $a_A$ ,  $b_A$  et  $c_A$  pour un  $A$  et  $(b, d_{\Lambda N})$  donnés.

Le tableau X rappelle les résultats obtenus par HERNDON et TANG (potentiels A à G) et par DALITZ (potentiel DHT).

Potentiel	b fm	$d_{\Lambda N}$ fm	$a_3$ MeV	$b_3$ MeV <sup>1/2</sup>	$c_3$	$a_4$ MeV	$b_4$ MeV <sup>1/2</sup>	$c_4$	$a_5$ MeV	$b_5$ MeV <sup>1/2</sup>	$c_5$
A	1.5	0	167.0	35.7	0	105.2	36.7	0	73.8	25.8	0
B	1.5	0.30	619.0	67.6	0	504.9	69.7	0	449.1	54.3	0
C	1.5	0.45	1561.6	120.0	0	1394.4	110.6	0	1312.1	88.4	0
D	1.5	0.60	6996.3	199.0	0	6638.6	224.2	0	6471.9	184.3	0
E	2.0	0.45	418.9	49.5	0	341.0	58.2	0	342.1	32.3	0
F	2.0	0.60	863.7	83.9	0	760.6	85.0	0	763.7	50.1	0
G	2.5	0.60	302.9	41.2	0	252.5	45.5	0	263.2	26.1	0
DHT	2.0	0.45	406.84	65.89	0.33	350.16	42.06	4.24	324.66	26.52	5.66

**Tableau X** : Formes géométriques des potentiels utilisés pour l'analyse des hypernoyaux de la couche S - valeur des coefficients  $a_A$ ,  $b_A$ ,  $c_A$  (HT 1, HT 2, DAL 72).

En introduisant dans l'équation 16 les valeurs expérimentales de  $B_{\Lambda}$  connues à l'époque —  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H}) = 0.17 \pm 0.13$  MeV,  $B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 1.91 \pm 0.10$  MeV plus la valeur  $B_{\Lambda}^{\text{CS}}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 2.18 \pm 0.06$  MeV pour les potentiels A à G ; et  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H}) = 0.10$  MeV,  $B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 2.01$  MeV et  $B_{\Lambda}^{\text{CS}}({}^4_{\Lambda}\text{H}) = 2.24$  MeV pour le potentiel DHT —  $U_{\text{O}3}$ ,  $U_{\text{O}4}$  (pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ) et  $U_{\text{O}4}^{\text{CS}}$  sont calculés.

Dans leur modèle l'expression de  $V_{\text{CSB}}$  est différente de celle donnée par (6). Pour les potentiels A à G,  $W_1 = 0$  et pour le potentiel DHT 2 formes de  $V_{\text{CSB}}$  ont été étudiées : l'une (potentiel DHT 1) avec  $W_1 = 0$ , l'autre (DHT 2) où  $V_{\text{CSB}}$  est indépendant du spin et donné par la relation  $V_{\text{CSB}}(r) = -z_3^N \frac{1}{3W_1} e^{-\lambda(r-d_{\Lambda\text{N}})}$ .

Les profondeurs  $V_{\text{os}}$ ,  $V_{\text{ot}}$  et  $W_2$  sont déduites des  $U_{\text{OA}}$  calculés précédemment. Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, les paramètres  $s_{s,t}^{p,n}$  peuvent être alors déterminés ainsi que les paramètres  $a_{s,t}^{p,n}$  et  $r_{s,t}^{p,n}$  de la diffusion élastique. Les résultats sont rappelés dans le tableau XI.

Potentiel	W MeV	$-a_t^p$ fm	$r_t^p$ fm	$-a_s^p$ fm	$r_s^p$ fm	$-a_t^n$ fm	$-a_s^n$ fm
A	3.5	.74	3.48	1.94	2.25	.68	2.60
B	6.6	.85	3.32	2.07	2.16	.78	2.85
C	10.4	.97	3.02	2.07	2.14	.89	2.87
D	21.1	1.04	2.87	2.16	2.08	.95	2.99
E	5.5	1.60	3.61	2.16	3.15	1.44	3.22
F	8.0	1.84	3.34	2.09	3.15	1.63	3.15
G	4.3	3.04	3.75	2.33	4.19	2.64	3.60
DHT 1	4.29	1.77	3.45	1.83	3.39	1.61	2.45
DHT 2	4.29	1.94	3.30	2.45	3.01	1.47	1.83

Tableau XI : Profondeur de puits W et paramètres de diffusion  $\Lambda$ -N calculés par HERNDON et TANG (HT 1, HT 2) et DALITZ (DAL 72).

Le meilleur ajustement des sections efficaces  $\Lambda$ -p calculées aux résultats expérimentaux, est obtenu pour les potentiels F, DHT 1 et DHT 2, pour lesquels  $b = 2.0$  fm et  $d_{\Lambda\text{N}} = 0.6$  fm et  $0.45$  fm. Dans ces cas, le faible écart entre  $a_s^p$  et  $a_t^p$  pour F et DHT 1 indique que la dépendance en spin de la composante symétrique de charge de  $V_{\Lambda\text{-N}}$  est faible. Pour DHT 2, où cet écart est plus grand, cette dépendance semble plus importante.

Les niveaux d'excitation des hypernoyaux de masse 4 ainsi que l'énergie de liaison de  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ , calculés pour ces potentiels, sont représentés dans le tableau XII. On constate que pour les potentiels F et DHT 1, les énergies d'excitations sont très inférieures à nos résultats expérimentaux, et l'écart entre  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  trop important. Pour DHT 2, ces énergies sont égales puisque  $V_{\text{CSB}}$  ne dépend pas du spin dans ce potentiel et là encore, les prévisions sont en deçà de nos résultats. Les potentiels C et D, avec  $b = 1.5 \text{ fm}$ , donnent pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}^*$  une valeur assez proche de l'expérience mais surestiment beaucoup  ${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$ .

L'énergie de liaison calculée pour  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  (tableau XII) montre pour tous les potentiels utilisés, un profond désaccord avec la valeur expérimentale ( $3.12 \pm 0.02 \text{ MeV}$ ) avec une différence variant entre 1.6 MeV et 2.5 MeV. L'introduction dans le potentiel de forces à 3 corps  $\Lambda$ -N-N réduit cet écart de quelques centaines de KeV (DAL 72, TAN 69) et n'est pas suffisante pour expliquer le désaccord.

L'analyse décrite ci-dessus repose notamment sur la valeur expérimentale de  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$ , entâchée d'une grande incertitude. DALITZ (DAL 72), en particulier a montré qu'en augmentant la valeur de  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  de 0.10 MeV à 0.15 MeV, les niveaux  $J = 1$  pour  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  calculés avec DHT 1, se situent à 0.37 MeV et 0.97 MeV respectivement.

Potentiel	$E_{\text{exc}}$ ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ (MeV)	$E_{\text{exc}}$ ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ (MeV)	$B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He})$ (MeV)
A	1.42	2.05	5.58
B	1.33	1.96	4.86
C	1.16	1.81	4.73
D	1.16	1.81	4.45
E	0.41	1.10	5.02
F	0.18	0.88	4.82
G	-	-	4.68
DHT 1	0.06	0.66	5.46
DHT 2	0.36	0.36	5.46

Tableau XII : Estimations des énergies d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  et énergie de liaison de  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  (HT 1, HT 2, DAL 72).

Ayant déterminé expérimentalement ces énergies d'excitation, nous avons repris la même procédure de calcul en utilisant comme ingrédients les énergies de liaison du  $\Lambda$  dans les systèmes  $A = 4$ , dans les états fondamentaux et dans les états excités.

## V. ANALYSE DES HYPERNOYAUX DE LA COUCHE S

a) Calcul des paramètres  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  :

Comme nous l'avons vu, le calcul des  $U_{OA}$  en fonction des énergies de liaison, nécessite la connaissance des paramètres  $a_A$ ,  $b_A$  et  $c_A$ . Ceux-ci étant déterminés pour une forme géométrique donnée du potentiel  $\Lambda$ -N, nous avons été amenés à adopter les mêmes couples  $(b, d_{\Lambda N})$  en gardant les mêmes notations (tableau X).

Les énergies de liaison qui interviennent dans la relation (16) sont dues aux seuls effets nucléaires et, en conséquence, pour  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}^*$  les valeurs expérimentales des énergies de liaison doivent être corrigées des effets coulombiens.

Compte tenu des estimations très différentes pour les effets coulombiens, nous avons mené l'analyse pour deux valeurs de  $(\Delta B_{\Lambda})_c$ .

$$(\Delta B_{\Lambda})_c = -0.25 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad (\Delta B_{\Lambda})_c = -0.02 \text{ MeV}$$

Les données expérimentales intervenant dans ces calculs sont les suivantes :

$$\begin{aligned} E_{\text{exc}}({}^4_{\Lambda}\text{H}) &= 1.04 \text{ MeV} & E_{\text{exc}}({}^4_{\Lambda}\text{He}) &= 1.15 \text{ MeV} \\ B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}) &= 2.04 \text{ MeV} & B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}) &= 2.39 \text{ MeV} - (\Delta B_{\Lambda})_c \\ B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{H}^*) &= 1.00 \text{ MeV} & B_{\Lambda}({}^4_{\Lambda}\text{He}^*) &= 1.24 \text{ MeV} - (\Delta B_{\Lambda})_c \end{aligned}$$

Les paramètres  $W_1$  et  $W_2$  ont été calculés grâce aux relations (9) en faisant les différences :

$$\begin{aligned} H_1 &= U_{O4}({}^4_{\Lambda}\text{H}) - U_{O4}({}^4_{\Lambda}\text{He}) = -\frac{2}{3} (W_1 + 3W_2) \\ H_2 &= U_{O4}^*({}^4_{\Lambda}\text{H}) - U_{O4}^*({}^4_{\Lambda}\text{He}) = -\frac{2}{3} (W_1 - W_2) \end{aligned}$$

d'où il vient :

$$W_2 = \frac{3}{8} (H_2 - H_1) \quad \text{et} \quad W_1 = -\frac{3}{8} (H_1 + 3H_2)$$



Les quantités  $U_{O4}$  et  $U_{O4}^*$  sont déduites des énergies de liaison et des paramètres  $a_4$ ,  $b_4$ , et  $c_4$  ; pour H 1 et H 2 nous avons les expressions suivantes :

$$H\ 1 = b_4 \left[ B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}H \right) - B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}He \right) \right] + c_4 \left[ B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}H \right) - B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}He \right) \right]$$

$$H\ 2 = b_4 \left[ B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}H^* \right) - B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}He^* \right) \right] + c_4 \left[ B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}H^* \right) - B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}He^* \right) \right]$$

De la même façon, en considérant les sommes des  $U_{O4}$  et  $U_{O4}^*$ , on en déduit  $V_{os}$  et  $V_{ot}$  :

$$V_{os} + V_{ot} = 2a_4 + b_4 \left[ B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}H \right) + B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}He \right) \right] + c_4 \left[ B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}H \right) + B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}He \right) \right]$$

$$\frac{1}{3} V_{os} + \frac{5}{3} V_{ot} = 2a_4 + b_4 \left[ B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}H^* \right) + B_{\Lambda}^{1/2} \left( {}^4_{\Lambda}He^* \right) \right] + c_4 \left[ B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}H^* \right) + B_{\Lambda} \left( {}^4_{\Lambda}He^* \right) \right]$$

Les valeurs des 4 paramètres,  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  ainsi déterminées sont regroupées dans le tableau XIIIa. Pour chaque potentiel, la première ligne de résultats est relative à  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -0.25$  MeV et la seconde à  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -0.02$  MeV.

Potentiel	b fm	d <sub><math>\Lambda</math>-N</sub> fm	V <sub>os</sub> MeV	V <sub>ot</sub> MeV	W <sub>2</sub> MeV	W <sub>1</sub> MeV
A	1.5	0	184.1	138.3	-0.33	11.7
			183.5	136.3	0.02	6.0
B	1.5	0.30	654.8	567.8	-0.63	22.4
			653.6	563.9	0.04	12.0
C	1.5	0.45	1632.3	1494.2	-1.00	35.6
			1630.4	1488.0	0.07	21.1
D	1.5	0.60	7120.8	6840.9	-2.03	72.2
			7117.0	6828.4	0.14	42.1
E	2.0	0.45	466.2	393.5	-0.53	18.8
			465.2	390.3	0.04	12.0
F	2.0	0.60	943.4	837.3	-0.77	27.4
			942.0	832.6	0.05	15.0
G	2.5	0.60	350.4	293.6	-0.41	14.6
			349.6	291.0	0.03	9.0
DHT	2.0	0.45	457.5	391.1	-0.21	17.2
			456.3	388.2	0.20	9.6

Tableau XIII a : Paramètres  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  pour différents potentiels  
 1ère ligne : calculs effectués avec  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -0.25$  MeV  
 2ème ligne :  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -0.02$  MeV

On peut remarquer que :

1) les profondeurs des puits  $V_{os}$  et  $V_{ot}$  ne sont pas très sensibles au choix de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$ . Les variations restent inférieures à 1 % et systématiquement plus importantes pour  $V_{ot}$  que pour  $V_{os}$ .

2) pour tous les potentiels, on a  $V_{os} > V_{ot}$  : l'interaction dans l'état singulet est plus attractive que celle dans l'état triplet. Ceci est en accord avec la détermination du spin de  ${}^3_{\Lambda}H$  ( $J = \frac{1}{2}$ ).

3) pour tous les potentiels, les valeurs des  $W_1$  et  $W_2$  dépendent du choix de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$ . On remarque cependant que  $W_2$  reste toujours très petit devant  $W_1$ , ce qui signifie que dans l'expression de  $V_{CSB}$ , le terme indépendant du spin est prépondérant devant le terme dépendant du spin. Cette faible dépendance en spin de  $V_{CSB}$  est la conséquence directe du fait que les énergies d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$ , diffèrent peu l'une de l'autre. Pour s'assurer que cette conclusion est valable quelque soit la valeur prise pour  $(\Delta B_{\Lambda^c})$ , nous avons représenté les courbes de  $W_1$  (figure 62)  $W_2$  (figure 63) et du rapport  $W_2/W_1$  (figure 64) en fonction de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$  pour les potentiels C et D. On voit que, si  $W_1$  est toujours positif et grand devant l'unité,  $W_2$  s'annule pour  $-(\Delta B_{\Lambda^c}) = 0.033$  MeV et devient négatif, mais reste de l'ordre de 1 en valeur absolue. De ce fait, quelque soit la valeur de  $-(\Delta B_{\Lambda^c})$ , le rapport  $W_2/W_1$  est très faible, de l'ordre de quelques pour cents, et est indépendant de la forme du potentiel lorsque le coefficient  $c_A$  est nul. Finalement, la faible dépendance en spin du potentiel  $V_{CSB}$  reste vraie dans un large domaine de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$ .

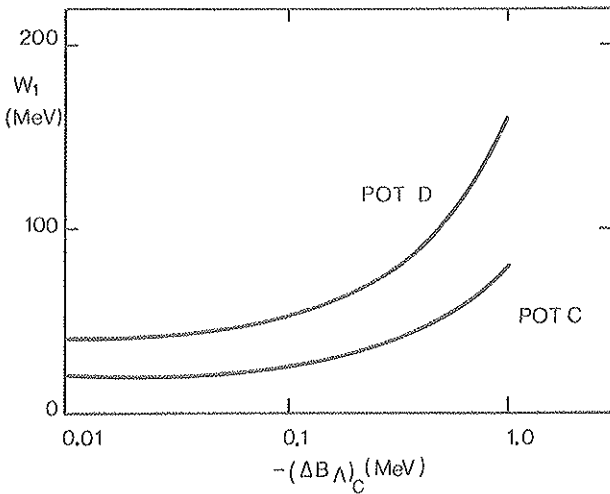


Figure 62 : Dépendance de  $W_1$  en fonction des effets coulombiens, pour les potentiels C et D.

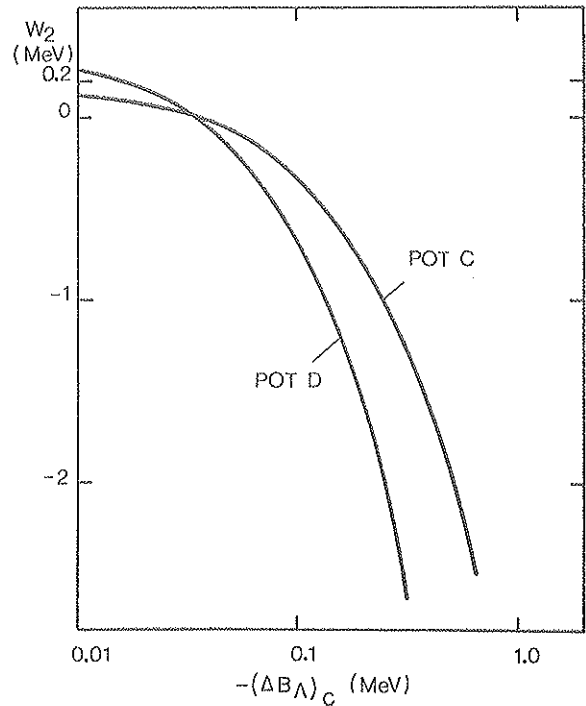


Figure 63 : Dépendance de  $W_2$  en fonction des effets coulombiens, pour les potentiels C et D.

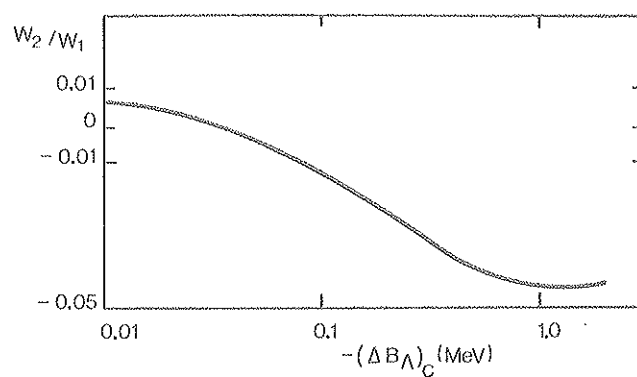


Figure 64 : Dépendance de  $W_2/W_1$  en fonction des effets coulombiens.

4) conformément à l'origine électromagnétique du potentiel  $V_{\text{CSB}}$ , la correction apportée par  $V_{\text{CSB}}$  à  $V_{\text{CS}}$  est de l'ordre de quelques pour cent (tableau XIII b).

$\frac{W_1}{V_1}$	%	$\frac{W_2}{V_2}$	%
7.8		2.9	
4.0		0.2	
3.8		2.9	
2.0		0.2	
2.3		2.9	
1.4		0.2	
1.0		2.9	
0.6		0.2	
4.6		2.9	
2.9		0.2	
3.2		2.9	
1.7		0.2	
4.7		2.9	
2.9		0.2	
4.2		1.3	
2.4		1.2	

Tableau XIII b : Contribution de la composante CSB du potentiel  $\Lambda$ -N, relativement à la composante CS.

Pour évaluer cet effet, nous avons calculé les rapports  $W_1/V_1$  et  $W_2/V_2$  avec

$$V_1 = \frac{3 V_{ot} + V_{os}}{4} \quad V_2 = \frac{V_{ot} - V_{os}}{4}$$

Pour les valeurs de  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  déterminées précédemment, les énergies de liaison des états fondamentaux et excités de  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$  ont été calculées en considérant successivement dans l'expression de  $V_{\Lambda-N}$ , les contributions de  $V_{CS}$  seul, de  $V_{CS}$  plus  $W_1$  et enfin de  $V_{CS}$ ,  $W_1$  et  $W_2$ . La figure 65 présente les résultats pour le potentiel D. Lorsque seule la composante  $V_{CS}$  de  $V_{\Lambda-N}$  est considérée, les états fondamentaux ont la même énergie de liaison

$$U_{O4}^{CS}({}^4_{\Lambda}H) = U_{O4}^{CS}({}^4_{\Lambda}He) = \frac{1}{2} (V_{os} + V_{ot})$$

d'où

$$B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}H) = B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}He) = 2.33 \text{ MeV}$$

Pour les états excités on a

$$B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}H^*) = B_{\Lambda}^{CS}({}^4_{\Lambda}He^*) = 1.23 \text{ MeV}$$

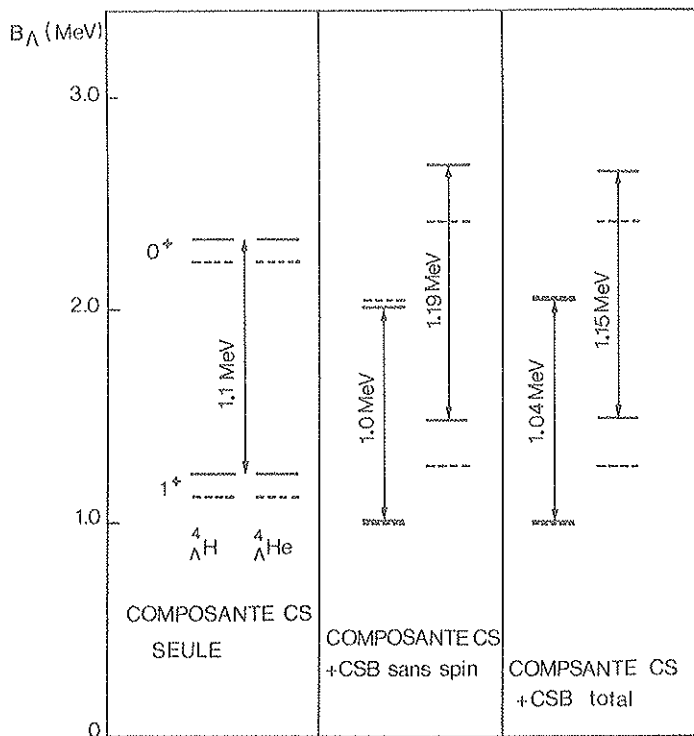


Figure 65 : Energies des niveaux  $0^+$  et  $1^+$  de  ${}^4_{\Lambda}H$  et  ${}^4_{\Lambda}He$  dans le cas du potentiel D, compte non tenu des effets coulombiens. Influence des différentes composantes du potentiel  $\Lambda$ -N.

En trait plein :  $-(\Delta B_{\Lambda})_c = 0.25 \text{ MeV}$

En pointillé :  $-(\Delta B_{\Lambda})_c = 0.02 \text{ MeV}$

Ajoutons maintenant à  $V_{CS}$  la partie  $W_1$  de  $V_{CSB}$ , indépendante du spin. Cela diminue les potentiels  $U_{O4}({}_\Lambda^4\text{H})$  et  $U_{O4}({}_\Lambda^4\text{H}^*)$  de la même quantité  $-\frac{1}{3}W_1$  et inversement (à cause de l'isospin) augmente de  $\frac{1}{3}W_1$  les potentiels  $U_{O4}({}_\Lambda^4\text{He})$  et  $U_{O4}({}_\Lambda^4\text{He}^*)$ . Mais l'effet sur les  $B_\Lambda$  n'est plus symétrique : l'énergie de liaison du fondamental de  ${}_\Lambda^4\text{H}$  diminue plus que celle de l'état excité, par rapport à la situation où seul  $V_{CS}$  intervient : on a  $\Delta B_\Lambda = 0.32$  MeV dans le 1er cas et 0.22 MeV dans le second. Ces écarts sont respectivement de 0.34 MeV et 0.25 MeV pour  ${}_\Lambda^4\text{He}$ , donc même entre les fondamentaux de  ${}_\Lambda^4\text{H}$  et  ${}_\Lambda^4\text{He}$ , il existe une petite différence. Cela se traduit par des énergies d'excitation qui ne sont pas égales pour  ${}_\Lambda^4\text{H}$  et  ${}_\Lambda^4\text{He}$  : 1.0 MeV et 1.19 MeV en accord avec l'expérience compte tenu des erreurs sur nos mesures.

En rajoutant enfin le terme  $W_2 \vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_N$  dans le potentiel  $\Lambda$ -N, les variations sur les  $B_\Lambda$  avec le cas précédent sont minimales conformément au fait que  $W_2$  est très petit devant  $W_1$ .

#### b) Calcul des paramètres de diffusion :

$V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  et  $W_2$  étant déterminés pour chaque potentiel, on en déduit successivement les profondeurs des puits  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n dans les états triplets et singulets, grâce aux relations (12) et (13), à partir desquelles sont calculés les paramètres  $s$  de profondeur des puits et donc les paramètres  $a$  et  $r$  pour les diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n.

Dans le tableau XIV, nous avons indiqué pour chaque potentiel, les valeurs de  $s$ ,  $a$  et  $r$ .

Aussi bien pour l'interaction  $\Lambda$ -p que pour l'interaction  $\Lambda$ -n et quelque soit le potentiel considéré, le paramètre  $s$  reste inférieur à l'unité. Il en résulte qu'un état lié ( $\Lambda$ -p) ou ( $\Lambda$ -n) n'existe pas, ce qui est en accord avec l'observation expérimentale puisque l'hypernoyau le plus léger observé est  ${}_\Lambda^3\text{H}$ .

On peut constater dans ce tableau que les longueurs de diffusion dans l'état triplet,  $a_t$ , et dans l'état singulet,  $a_s$ , ont des valeurs assez éloignées l'une de l'autre. Les rapports  $a_s/a_t$  pour l'interaction  $\Lambda$ -p se situent environ entre 2 et 3 pour tous les potentiels. Ces résultats montrent une dépendance en spin assez prononcée pour la composante symétrique de charge du potentiel  $\Lambda$ -N, contrairement aux estimations de ALEXANDER (ALE 68) et SECCHI-ZORN (SEC 68) (voir tableau IX), ainsi qu'aux calculs de HERNDON et TANG (tableau XI).

Avec ces paramètres, les sections efficaces totales de la diffusion  $\Lambda$ -p ont été calculées, aux énergies centre de masse correspondant aux données expérimentales (tableau XV). La comparaison avec les sections efficaces expérimentales est faite par un calcul du  $\chi^2$ .

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\sigma_{\text{calc}}(i) - \sigma_{\text{exp}}(i)}{\Delta \sigma_{\text{exp}}(i)} \right)^2$$

Potentiel	interaction $\Lambda - p$						interaction $\Lambda - n$					
	état triplet			état singulet			état triplet			état singulet		
	$s_t$	$-a_t$ fm	$r_t$ fm	$s_s$	$-a_s$ fm	$r_s$ fm	$s_t$	$-a_t$ fm	$r_t$ fm	$s_s$	$-a_s$ fm	$r_s$ fm
A	0.487 0.465	1.10 1.01	2.82 2.94	0.640 0.618	2.02 1.85	2.22 2.29	0.412 0.421	0.82 0.85	3.27 3.21	0.557 0.575	1.44 1.55	2.51 2.44
B	0.690 0.675	1.21 1.11	2.70 2.82	0.794 0.779	2.29 2.07	2.11 2.17	0.639 0.645	0.91 0.94	3.16 3.10	0.737 0.750	1.59 1.72	2.38 2.31
C	0.795 0.784	1.28 1.17	2.58 2.68	0.869 0.858	2.47 2.22	2.07 2.14	0.759 0.763	0.96 0.99	2.98 2.92	0.829 0.837	1.70 1.83	2.28 2.22
D	0.898 0.893	1.34 1.23	2.46 2.55	0.936 0.930	2.58 2.32	2.11 2.16	0.880 0.882	1.02 1.05	2.77 2.72	0.915 0.920	1.77 1.91	2.20 2.15
E	0.719 0.701	1.67 1.49	3.53 3.74	0.850 0.831	4.15 3.56	2.62 2.72	0.656 0.663	1.14 1.19	4.36 4.24	0.779 0.794	2.44 2.71	3.00 2.89
F	0.798 0.784	1.76 1.56	3.40 3.60	0.889 0.885	4.64 3.92	2.62 2.71	0.749 0.755	1.19 1.24	4.15 4.04	0.845 0.856	2.61 2.91	2.90 2.80
G	0.751 0.731	2.33 2.05	4.19 4.45	0.894 0.873	7.43 6.00	3.12 3.24	0.682 0.690	1.50 1.58	5.25 5.10	0.816 0.833	3.68 4.19	3.51 3.38
DHT	0.712 0.695	1.60 1.44	3.60 3.80	0.830 0.813	3.52 3.10	2.73 2.82	0.654 0.661	1.13 1.18	4.39 4.27	0.769 0.782	2.28 2.48	3.07 2.98

Tableau XIV : Paramètres des diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n

où  $N = 6$  est le nombre de points expérimentaux,  $\sigma_{\text{exp}}(i)$  et  $\Delta\sigma_{\text{exp}}(i)$  sont les valeurs mesurées des sections efficaces et les erreurs correspondantes en cumulant les résultats de ALEXANDER et SECCHI-ZORN.

Selon la valeur de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$  des écarts importants peuvent être constatés pour certains potentiels.

Pour  $(\Delta B_{\Lambda^c}) = -0.25$  MeV les potentiels B, C, D et DHT donnent un bon ajustement aux données (figure 66) avec des  $\chi^2$  dans la limite de 2 déviations standards.

Pour  $(\Delta B_{\Lambda^c}) = -0.02$  MeV, les potentiels C, D, E, F et DHT peuvent être retenus, avec un minimum du  $\chi^2$  pour le potentiel E.

Ainsi l'insuffisance de points expérimentaux et les larges incertitudes sur les valeurs mesurées, ne permettent pas de privilégier un potentiel parmi tous ceux étudiés.

		Energie C. M (MeV)	3. 73	5. 57	7. 78	10. 36	13. 31	17. 82	$\chi^2$
Potentiel	$\sigma_{\text{exp}}(m b)$ $\pm \Delta\sigma$		211 $\pm 31$	154 $\pm 18$	146 $\pm 13$	101 $\pm 9$	83 $\pm 7$	52 $\pm 7$	
A	$\sigma_{\text{calc}}(mb)$		147.18 128.18	122.38 107.60	101.11 89.63	83.34 74.39	68.73 61.70	53.34 48.18	27.29 50.88
B			173.21 150.81	142.25 125.15	116.33 103.23	95.09 84.99	77.89 70.01	60.02 54.27	9.40 23.87
C			190.98 166.33	155.69 137.14	126.58 112.54	103.03 92.28	84.11 75.80	64.61 58.59	5.98 12.46
D			204.16 178.68	165.66 149.69	134.20 119.98	108.92 98.13	88.73 80.44	68.01 62.06	7.97 7.56
E			270.48 231.04	201.62 174.63	152.98 132.95	115.88 102.12	89.35 79.18	64.22 57.22	17.50 3.61
F			293.07 250.23	216.51 187.59	162.21 142.03	123.14 108.66	94.65 84.00	67.83 60.55	34.56 7.41
G			363.74 312.71	251.08 218.60	177.71 156.05	128.48 113.50	94.63 83.96	64.58 57.53	74.63 26.81
DHT			243.00 209.76	183.65 160.50	139.72 123.23	107.23 95.22	83.06 74.14	59.96 53.80	5.78 5.28

Tableau XV : Sections efficaces totales calculées et valeurs du  $\chi^2$  pour les différents potentiels et pour les 2 valeurs de  $(\Delta B_{\Lambda^c})$ .

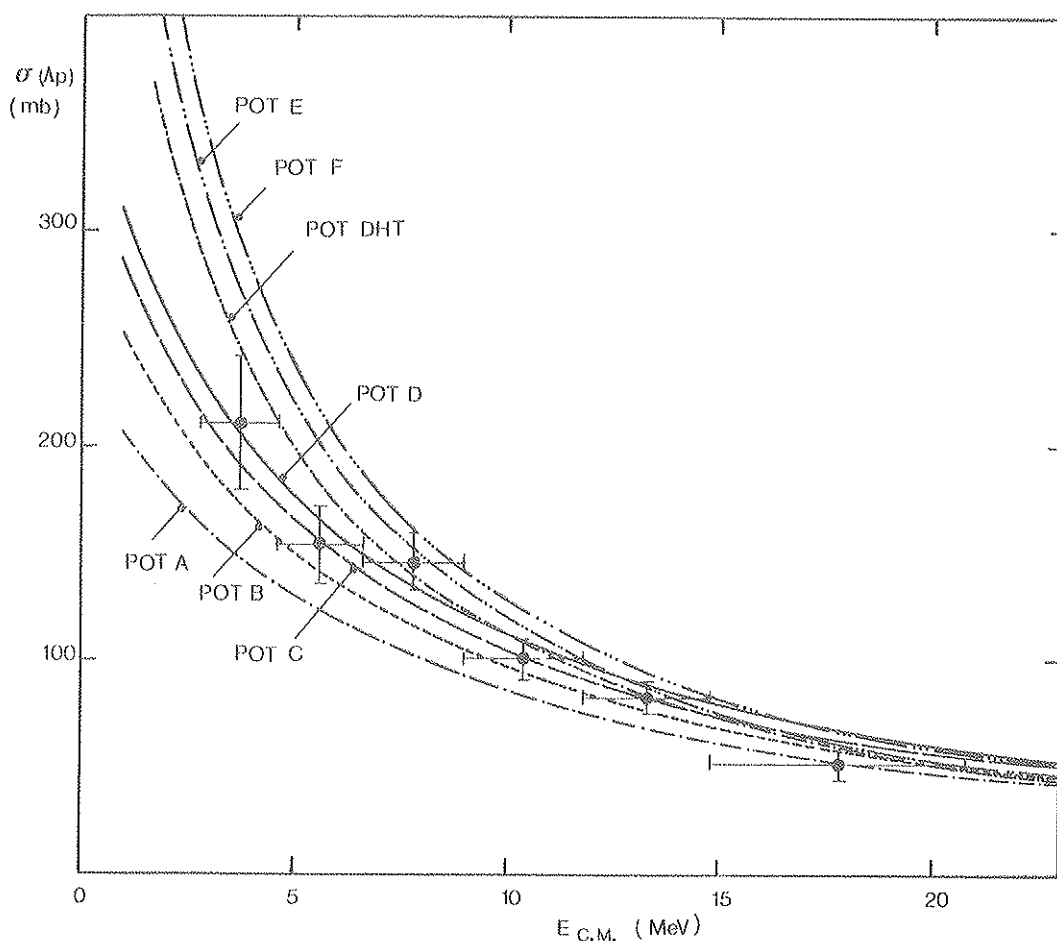


Figure 66 : Sections efficaces totales de la diffusion  $\Lambda$ -p calculées dans l'approximation de la portée effective, pour les différents potentiels étudiés, dans le cas  $-(\Delta B_{\Lambda c}) = 0.25$  MeV

c) Calcul des énergies de liaison pour  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  :

$B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  n'est pas utilisé dans ce modèle et peut donc constituer un critère supplémentaire pour la sélection des potentiels. Pour calculer  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  et  $B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He})$ , on utilise les relations (9) où, connaissant  $V_{os}$  et  $V_{ot}$ , on peut déduire  $U_{O3}$  et  $U_{O5}$ . Les  $B_{\Lambda}$  sont alors calculés en résolvant l'équation 16 dans laquelle les coefficients  $a_{\Lambda}$ ,  $b_{\Lambda}$  et  $c_{\Lambda}$  sont pris respectivement pour  $A = 3$  et  $A = 5$ . Les résultats de ces calculs sont représentés dans le tableau XVI avec leurs incertitudes.

La comparaison des valeurs calculées de  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  avec la valeur expérimentale ( $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H}) = 0.13 \pm 0.05$  MeV) montre que seuls les potentiels C et, dans une moindre mesure, D conduisent à un résultat en accord avec l'expérience. Les autres potentiels avec  $b = 1.5$  fm donnent des  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  trop faibles alors que tous les potentiels avec  $b = 2.0$  fm donnent des énergies de liaison pour  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  trop élevées.



Potentiel	$B_{\Lambda} \pm \Delta B_{\Lambda} (^3\text{H})$ (MeV)	$B_{\Lambda} \pm \Delta B_{\Lambda} (^5\text{He})$ (MeV)
A	$0.025 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.007$ $0.017 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.006$	$8.03 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.22$ $7.68 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.22$
B	$0.043 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.009$ $0.033 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.008$	$6.69 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.19$ $6.39 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.18$
C	$0.091 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.012$ $0.077 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.011$	$6.00 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.18$ $5.72 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.18$
D	$0.075 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.014$ $0.060 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.012$	$5.67 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.17$ $5.41 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.17$
E	$0.346 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.030$ $0.310 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.029$	$4.64 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.22$ $4.29 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.22$
F	$0.402 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.028$ $0.369 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.028$	$3.99 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.19$ $3.69 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.19$
G	$0.652 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.039$ $0.605 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.038$	$2.91 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.17$ $2.65 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.17$
D H T	$0.266 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.019$ $0.241 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.018$	$4.61 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.13$ $4.41 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 0.13$

Tableau XVI : Estimations des énergies de liaison de  $^3_{\Lambda}\text{H}$  et  $^5_{\Lambda}\text{He}$  et leurs incertitudes.

En représentant sur la même figure (figure 67) les valeurs de  $\chi^2$  et de  $B_{\Lambda} (^3\text{H})$ , et ce pour les 2 valeurs de  $(\Delta B_{\Lambda})_C$ , on en conclue que les potentiels C et D sont seuls susceptibles de donner à la fois, un bon ajustement des sections efficaces expérimentales de la diffusion  $\Lambda$ -p et une assez bonne estimation de  $B_{\Lambda} (^3\text{H})$ . Ce résultat est confirmé par les calculs de DELOFF (DEL 79).

En ce qui concerne  $B_{\Lambda} (^5\text{He})$  ce modèle prévoit des valeurs systématiquement trop fortes de 2 MeV environ. Ce problème, déjà évoqué dans le paragraphe précédent, a été soulevé par différents auteurs (GAL 75, DAL 73). Cependant aucune explication claire n'apparaît. En conclusion, les potentiels

$$\begin{array}{lll}
 \text{C} & b = 1.5 \text{ fm} & d_{\Lambda-N} = 0.45 \text{ fm} \\
 \text{D} & b = 1.5 \text{ fm} & d_{\Lambda-N} = 0.60 \text{ fm}
 \end{array}$$

semblent mieux rendre compte des résultats expérimentaux sur  $B_{\Lambda} (^3\text{H})$  et sur les sections efficaces totales de diffusion  $\Lambda$ -p, que les potentiels avec une portée intrinsèque plus longue. Ces potentiels sont caractérisés par une forte dépendance en spin de  $V_{CS}$  et, au contraire, une faible dépendance en spin de  $V_{CSB}$ .

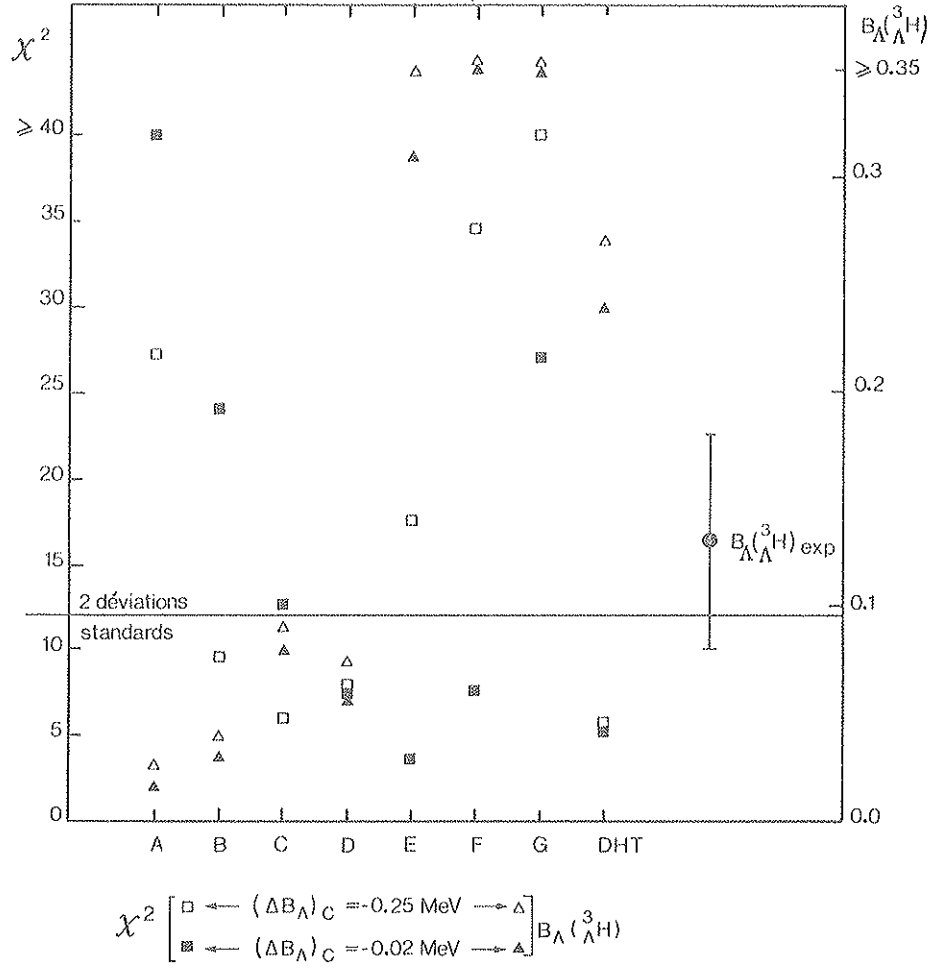


Figure 67 : Valeurs des  $\chi^2$  et  $B_{\Lambda}({}^3\text{H})$  calculées pour tous les potentiels étudiés et pour les deux valeurs des effets coulombiens.

## VI. ANALYSE AVEC $V_{\text{CSB}}$ INDEPENDANT DU SPIN

L'étude de la courbe  $W_2$  en fonction de  $(\Delta B_{\Lambda})_C$  a montré que  $W_2 = 0$  pour  $(\Delta B_{\Lambda})_C = -0.033$  MeV. Cependant en tenant compte des erreurs sur les valeurs expérimentales des énergies de liaison et des énergies d'excitation, le rapport  $\frac{W_2}{W_1} \pm \Delta\left(\frac{W_2}{W_1}\right)$  en fonction de  $(\Delta B_{\Lambda})_C$  (figure 68) montre que  $W_2$  peut être nul tant que les effets coulombiens sont inférieurs à 400 KeV ; pour nos calculs nous avons adopté les valeurs de 20 KeV et 250 KeV en deçà de cette valeur limite, aussi l'analyse précédente a été reprise en prenant un potentiel CSB indépendant du spin, de la forme :

$$V_{\text{CSB}} = -\frac{1}{3} W_1 \exp \left[ -\lambda (r - d_{\Lambda N}) \right]$$

Le potentiel  $V_{\Lambda N}$  ne dépend plus que des 3 paramètres  $V_{\text{os}}$ ,  $V_{\text{ot}}$  et  $W_1$  que nous avons déterminés à l'aide des trois données expérimentales :  $B_{\Lambda}({}^4\text{H})$ ,  $B_{\Lambda}({}^4\text{He})$  et  $E_{\text{exc}}({}^4\text{H})$  ; et ceci pour les mêmes valeurs de  $(\Delta B_{\Lambda})_C = -20$  KeV et  $-250$  KeV (tableau XVII).

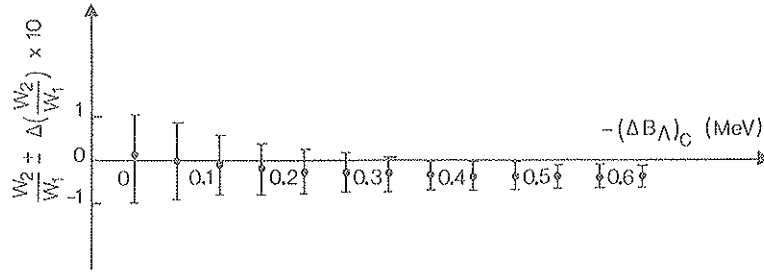


Figure 68

Potentiel	$V_{os}$ (MeV)	$V_{ot}$ (MeV)	$W_1$ (MeV)
A	184.80	137.65	10.82
	183.47	136.32	6.83
B	656.08	566.52	20.55
	653.56	564.00	12.98
C	1634.29	1492.18	32.60
	1630.28	1488.18	20.59
D	7124.88	6836.82	66.09
	7116.77	6828.70	41.75
E	467.23	392.45	17.16
	465.13	390.35	10.84
F	944.96	835.75	25.06
	941.89	832.67	15.83
G	351.19	292.73	13.41
	349.54	291.08	8.47
DHT	457.92	390.65	16.21
	455.91	388.64	10.18

Tableau XVII : Valeurs des paramètres  $V_{os}$ ,  $V_{ot}$ ,  $W_1$  dans le cas où  $V_{CSB}$  est indépendant du spin.

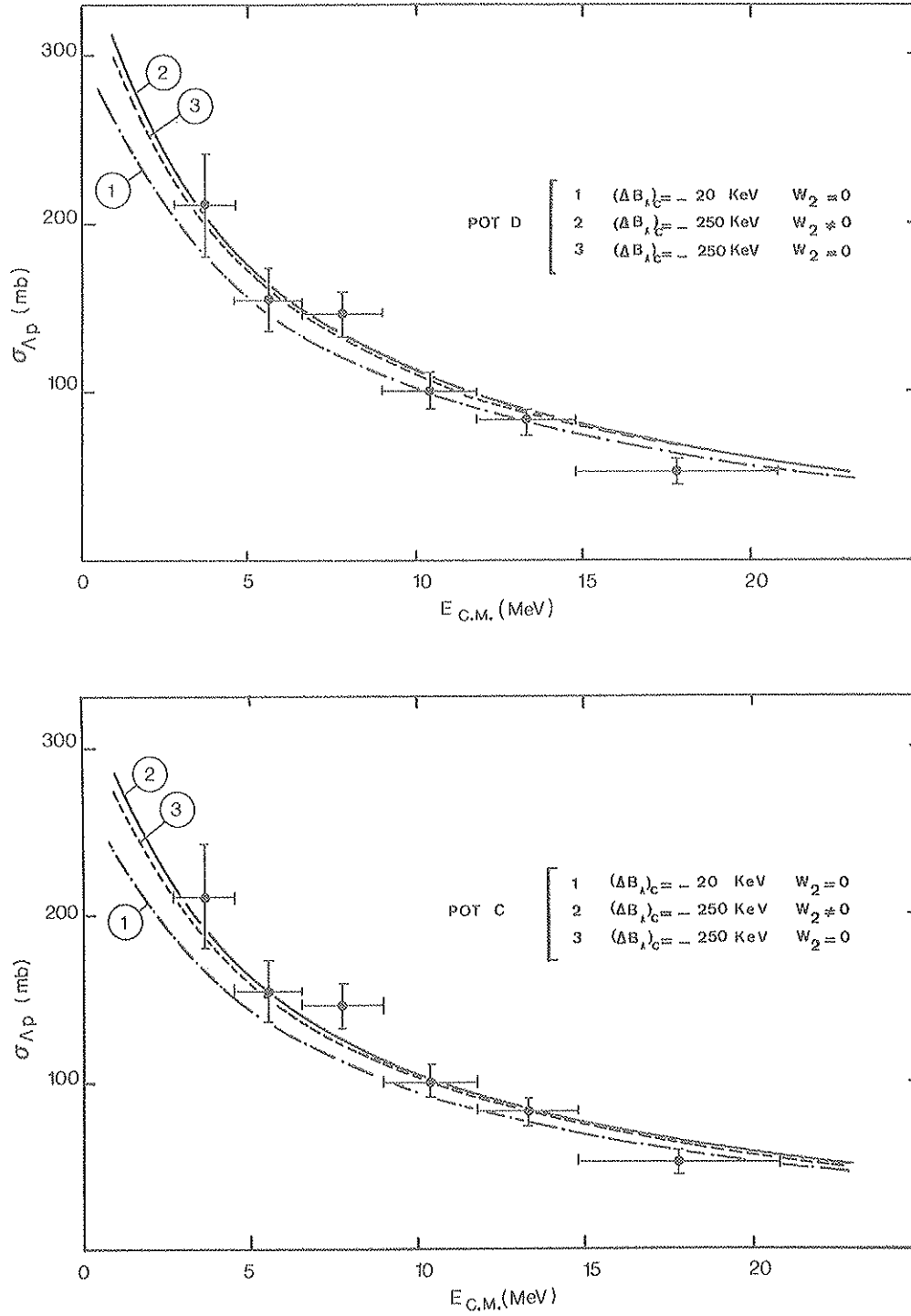
L'énergie d'excitation de  ${}^4_\Lambda\text{He}$  peut alors être calculée et comparée à nos résultats. Il est évident que cette énergie va varier avec  $(\Delta B_\Lambda)_c$  : pour la valeur algébrique  $(\Delta B_\Lambda)_c = -0.033$  MeV qui annule  $W_2$ , alors l'énergie d'excitation calculée sera exactement 1.15 MeV ; mais plus  $(\Delta B_\Lambda)_c$  croît et plus l'énergie de  $({}^4_\Lambda\text{He}^*)$  va croître, tout en restant dans les limites des incertitudes : ainsi pour  $(\Delta B_\Lambda)_c = -20$  KeV, on trouve que  $E_{\text{exc}}({}^4_\Lambda\text{He}) = (1.146 \pm 0.067)$  MeV pour les potentiels A à G, et  $E_{\text{exc}}({}^4_\Lambda\text{He}) = (1.127 \pm 0.062)$  MeV pour le potentiel DHT. Pour  $(\Delta B_\Lambda)_c = -250$  KeV, on trouve  $E_{\text{exc}}({}^4_\Lambda\text{He}) = (1.208 \pm 0.070)$  MeV pour les potentiels A à G et

$(1.175 \pm 0.065)$  MeV pour DHT, en accord avec nos résultats expérimentaux compte tenu des incertitudes.

Le calcul des paramètres  $a$  et  $r$  des diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n (tableau XVIII) montre de légères variations par rapport à l'analyse précédente, dans le cas  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -250$  KeV. Ceci entraîne une petite diminution des sections efficaces calculées (figure 69). Pour l'autre valeur des effets coulombiens,  $(\Delta B_{\Lambda})_c = -20$  KeV très proche de la valeur annulant exactement  $W_2$ , les paramètres de diffusion gardent pratiquement la même valeur et donc les sections efficaces totales restent inchangées. Pour tous les potentiels, on retrouve une différence importante entre les paramètres  $a_s$  et  $a_t$  et on peut conclure, comme précédemment, que la partie symétrique de charge du potentiel  $\Lambda$ -N a une dépendance en spin fortement marquée.

Potentiel	interaction $\Lambda - p$						interaction $\Lambda - n$					
	Etat triplet			Etat singulet			Etat triplet			Etat singulet		
	$a_t^p$	$-a_t^p$	$r_t^p$	$a_s^p$	$-a_s^p$	$r_s^p$	$a_t^n$	$-a_t^n$	$r_t^n$	$a_s^n$	$-a_s^n$	$r_s^n$
		fm	fm		fm	fm		fm	fm		fm	fm
A	0.482	1.08	2.84	0.636	1.99	2.23	0.412	0.82	3.27	0.565	1.49	2.47
	0.465	1.01	2.94	0.618	1.85	2.29	0.421	0.85	3.21	0.574	1.55	2.44
B	0.687	1.19	2.72	0.791	2.24	2.12	0.638	0.91	3.16	0.743	1.65	2.34
	0.675	1.11	2.82	0.780	2.07	2.17	0.645	0.94	3.10	0.749	1.71	2.31
C	0.793	1.26	2.60	0.867	2.42	2.09	0.759	0.96	2.98	0.833	1.76	2.25
	0.784	1.18	2.68	0.858	2.23	2.14	0.763	0.99	2.92	0.837	1.83	2.22
D	0.897	1.32	2.48	0.935	2.53	2.12	0.880	1.02	2.77	0.917	1.84	2.18
	0.893	1.24	2.55	0.930	2.33	2.16	0.882	1.05	2.72	0.920	1.91	2.15
E	0.716	1.63	3.57	0.846	4.03	2.64	0.656	1.14	4.36	0.786	2.57	2.94
	0.701	1.49	3.73	0.832	3.57	2.72	0.663	1.19	4.24	0.794	2.70	2.89
F	0.796	1.72	3.44	0.897	4.48	2.64	0.749	1.19	4.15	0.850	2.75	2.85
	0.784	1.57	3.59	0.885	3.93	2.71	0.755	1.24	4.04	0.856	2.90	2.80
G	0.747	2.28	4.24	0.890	7.11	3.14	0.682	1.50	5.25	0.824	3.92	3.45
	0.731	2.05	4.45	0.874	6.02	3.24	0.690	1.58	5.10	0.832	4.18	3.39
DHT	0.711	1.58	3.62	0.828	3.48	2.73	0.654	1.13	4.39	0.772	2.33	3.05
	0.697	1.46	3.78	0.814	3.13	2.82	0.661	1.18	4.27	0.779	2.44	3.00

Tableau XVIII : Paramètres des diffusions  $\Lambda$ -p et  $\Lambda$ -n dans le cas où  $V_{CSB}$  est indépendant du spin.



**Figure 69** : Comparaison des sections efficaces de diffusion  $\Lambda$ -p calculées pour les potentiels C et D avec un potentiel CSB dépendant ( $W_2 \neq 0$ ) ou indépendant ( $W_2 = 0$ ) du spin. Pour  $(\Delta B_{Lc}) = -20 \text{ KeV}$  les 2 courbes sont confondues.

Sur l'énergie de liaison de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , qui constitue le critère le plus sélectif sur les potentiels, l'hypothèse  $W_2 = 0$  tend à corriger en hausse la valeur de  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  lorsque  $(\Delta B_{\Lambda})_C = -250$  KeV (tableau XIX). Les corrections restent cependant inférieures aux incertitudes calculées dans l'analyse précédente. Pour  $(\Delta B_{\Lambda})_C = -20$  KeV, les nouvelles valeurs de  $B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$  restent identiques aux anciennes, sauf pour le potentiel DHT où il y a une diminution très faible, insuffisante pour être en accord avec le résultat expérimental.

Avec  $W_2 = 0$ , seuls les potentiels C et D, avec  $b = 1,5$  fm, sont donc susceptibles de donner des résultats en accord avec l'observation expérimentale, tant pour les sections efficaces totales de diffusion  $\Lambda$ -p, que pour l'énergie de liaison de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  ainsi que pour l'énergie d'excitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

Potentiel	$\chi^2$	$B_{\Lambda} \pm \Delta B_{\Lambda}({}^3_{\Lambda}\text{H})$ (MeV)	$B_{\Lambda} \pm \Delta B_{\Lambda}({}^5_{\Lambda}\text{He})$ (MeV)
A	31.4	$0.028^{+0.008}_{-0.017}$	$7.96^{+0.24}_{-0.24}$
	50.5	$0.017^{+0.008}_{-0.006}$	$7.69^{+0.24}_{-0.24}$
B	11.4	$0.047^{+0.010}_{-0.032}$	$6.63^{+0.21}_{-0.20}$
	23.6	$0.032^{+0.008}_{-0.008}$	$6.39^{+0.21}_{-0.20}$
C	6.3	$0.096^{+0.013}_{-0.076}$	$5.94^{+0.19}_{-0.19}$
	12.3	$0.076^{+0.013}_{-0.011}$	$5.72^{+0.19}_{-0.19}$
D	6.8	$0.081^{+0.014}_{-0.059}$	$5.62^{+0.18}_{-0.18}$
	7.5	$0.059^{+0.014}_{-0.012}$	$5.41^{+0.18}_{-0.18}$
E	12.8	$0.359^{+0.031}_{-0.309}$	$4.57^{+0.24}_{-0.23}$
	3.6	$0.309^{+0.031}_{-0.029}$	$4.30^{+0.24}_{-0.23}$
F	26.9	$0.414^{+0.029}_{-0.368}$	$3.93^{+0.21}_{-0.20}$
	7.6	$0.368^{+0.029}_{-0.027}$	$3.69^{+0.21}_{-0.20}$
G	62.5	$0.668^{+0.040}_{-0.604}$	$2.86^{+0.18}_{-0.18}$
	27.2	$0.604^{+0.040}_{-0.038}$	$2.65^{+0.18}_{-0.18}$
D H T	5.0	$0.269^{+0.019}_{-0.238}$	$4.59^{+0.13}_{-0.13}$
	4.7	$0.238^{+0.019}_{-0.018}$	$4.42^{+0.13}_{-0.13}$

Tableau XIX :  $\chi^2$  et énergies de liaison de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  dans le cas où  $V_{\text{CSB}}$  est indépendant du spin.

L'analyse des hypernoyaux de la couche S, sur la base des données expérimentales des énergies de liaison des états fondamentaux et sur les énergies d'excitation des états  $J = 1$ , de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  montre que l'interaction  $\Lambda$ -N a une partie symétrique de charge, dépendant fortement du spin, et une partie brisant la symétrie de charge, dont l'intensité est de l'ordre du pour cent de la première, qui peut être dépendante ou non du spin. Si elle en dépend, cette dépendance reste très faible. La comparaison avec les résultats expérimentaux des sections efficaces

calculées de la diffusion  $\Lambda$ -p, ainsi que de l'énergie de liaison de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ , conduit à sélectionner les potentiels C et D avec une portée intrinsèque de 1.5 fm et un coeur dur de 0.45 fm et 0.60 fm, de préférence aux potentiels à portée plus longue. Il faut cependant rappeler que le modèle utilisé ne tient compte que des interactions à 2 corps, centrales et que les parties radiales des potentiels sont toutes définies par les mêmes paramètres ( $b$ ,  $d_{\Lambda-N}$ ).

## CONCLUSION

---

Deux expériences ont été réalisées au CERN et avaient pour but l'observation par spectroscopie  $\gamma$  des états excités des hypernoyaux de masse 4 :  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ . Ceux-ci étaient produits par l'absorption de mésons  $\text{K}^-$ , amenés au repos dans des cibles épaisses de  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$ .

L'identification des mésons- $\text{K}^-$  impliquait une réjection des pions du faisceau aussi complète que possible, réalisée dans un télescope à parcours. Pour cela plusieurs techniques ont été appliquées : compteurs Cérenkov, mesure du temps de vol, méthode du  $dE/dX$ , anti-compteur derrière la cible. L'application simultanée de ces différentes techniques a permis d'atteindre dans la dernière expérience un taux de pureté en  $\text{K}^-$  du trigger de 98.5% environ.

La détection des  $\gamma$  de désexcitation était assurée par un ou plusieurs cristaux NaI-Tl. Le bruit de fond important supporté par ces compteurs a été analysé par une mesure du temps de vol  $\text{K}-\gamma$ , ce qui a permis d'en réduire les effets lors de l'analyse des résultats.

L'identification de l'hypernoyau responsable de la transition a été faite par la détection des produits mésoniques des désintégrations hypernucléaires : dans 50% des cas le  $\gamma$  de désexcitation de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  s'accompagne de l'émission d'un  $\pi^-$  de 53 MeV tandis que, dans 40% des cas pour  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ , il s'agit d'un  $\pi^0$  de 57 MeV.

Un télescope à parcours définissant principalement 3 zones d'énergie  $\pi^-$  sélectionnait en particulier les pions d'énergie comprise entre 40 et 65 MeV. La coïncidence électronique  $\text{K}^- - \gamma - \pi^-$  a permis d'extraire du bruit de fond une transition à  $(1.04 \pm 0.04)$  MeV, pour une énergie  $\pi^-$  correspondant à celle des pions de la désintégration de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ .

La détection des  $\pi^0$  était assurée par un hodoscope de plomb-scintillateurs. La détermination de l'énergie  $\pi^0$  a été obtenue par la mesure de l'angle entre les 2 photons. Une raie à  $(1.15 \pm 0.04)$  MeV a pu être observée en coïncidence avec des  $\pi^0$  de 57 MeV et, en conséquence, a été attribuée à  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ .

L'analyse des hypernoyaux de la couche S a été faite dans le cadre d'un modèle phénoménologique où le potentiel  $\Lambda$ -N, central et dépendant du spin, est composé d'une partie



symétrique de charge et d'une partie brisant cette symétrie. Plusieurs géométries des formes radiales ont été étudiées : de forme exponentielle, les puits étaient définis par une portée intrinsèque "b" variant entre 1.5 fm et 2.5 fm, et par un rayon de coeur dur " $d_{AN}$ " variant entre 0 fm et 0.6 fm.

L'analyse faite sur la base des énergies de liaison des états fondamentaux et excités de  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  et  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  a conduit aux conclusions suivantes :

- 1) la partie brisant la symétrie de charge ne représente en intensité que quelques pourcents de la partie symétrique de charge conformément à son origine électromagnétique.
- 2) le potentiel  $\Lambda$ -N est caractérisé par une forte dépendance en spin, mise en évidence par les valeurs prises par le paramètre a de la diffusion élastique  $\Lambda$ -N, qui sont très différentes dans les états triplet et singulet.
- 3) la partie brisant la symétrie de charge a, au contraire, une dépendance en spin très faible pouvant même être considérée comme nulle en tenant compte des erreurs accompagnant les données expérimentales.
- 4) les potentiels avec une portée intrinsèque de 1.5 fm et un rayon de coeur dur de 0.45 fm et 0.60 fm reproduisent le mieux à la fois les sections efficaces totales de diffusion élastique  $\Lambda$ -p, calculées dans l'approximation de la portée effective, et l'énergie de liaison de  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .
- 5) l'extrême simplicité de ce modèle, motivée par la nécessité d'introduire le minimum de paramètres à déterminer, ne permet pas de retrouver l'énergie de liaison de  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  qui est surévaluée de 2 MeV environ.

Il semble difficile de poursuivre cette étude pour des masses supérieures à 4 car, d'une part, les modes de désintégration mésonique sont moins prépondérants et, d'autre part, pour les modes mésoniques, les voies de désintégration à 2 corps ne sont pas favorisées. Ainsi notre dispositif expérimental n'est plus adapté et se pose alors le problème de la signature de l'hypernoyau responsable de la transition.

La voie la plus prometteuse reste la détection du  $\pi^-$  accompagnant la production d'un hypernoyau dans la réaction :



Dans ce schéma, une coïncidence  $K^- - \gamma - \pi^-$  devrait permettre l'observation des états excités de l'hypernoyau, mais il est évident qu'on se limite, là, aux hypernoyaux de même Z que la cible, sans pouvoir atteindre les niveaux des corps  $(A+1, Z)$  ou  $(A, Z-1)$ .

## APPENDICE A

CALCUL DU PARAMETRE DE PROFONDEUR  $s$ 

## DANS LE CAS D'UN Puits EXPONENTIEL

Dans le cas le plus général d'un potentiel  $V(r)$ , on définit  $s$  par la relation :

$$V(r) = s V^R(r) \quad (1)$$

où  $V^R(r)$  est le potentiel équivalent pour lequel le premier état lié intervient à l'énergie nulle.

Ecrivons l'équation de Schrödinger pour un état S dans le cas d'un puits exponentiel  
 $V(r) = -V_0 \exp(-\lambda r)$

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_0 \exp(-\lambda r) + E) R = 0 \quad (2)$$

où  $\mu$  est la masse réduite.

Avec le changement de variable  $R = r^{-1} g(r)$  il vient :

$$\frac{d^2 g}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_0 \exp(-\lambda r) + E) g = 0 \quad (3)$$

Posons  $\xi = \chi r$  et  $\lambda = 2\chi$  l'équation (3) devient :

$$\frac{d^2 g}{d\xi^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2 \chi^2} (V_0 \exp(-2\xi) + E) g = 0 \quad (4)$$

Posons  $\eta = \frac{2 \mu E}{\hbar^2 \chi^2}$ ,  $b = \frac{2 \mu V_0}{\hbar^2 \chi^2}$ ,  $B = b \exp(-2 \xi)$

$$\frac{d^2 g}{d \xi^2} + (B + \eta) g = 0 \quad (5)$$

A l'aide d'un nouveau changement de variable

$$y = \sqrt{b} e^{-\xi}$$

on obtient  $B = y^2$  et l'équation devient :

$$\frac{d^2 g}{dy^2} + \frac{1}{y} \frac{dg}{dy} + \left(1 + \frac{\eta}{y^2}\right) g = 0 \quad (6)$$

dont les solutions sont les fonctions de Bessel

$$g \sim J_{\sqrt{\eta}}(y)$$

Dans le cas où l'énergie de l'état lié est nulle :

$$V_0 = V_0^R \quad E = 0 \text{ donc } \eta = 0 \text{ et } g \sim J_0(y)$$

à l'origine ( $r = 0$  donc  $\xi = 0$ ) on a  $g = 0$ , condition réalisée pour  $y = 2.405$

Avec cette valeur de  $y$  on a :

$$B = b = (2.405)^2 = \frac{2 \mu V_0^R}{\hbar^2 \chi^2} \quad (7)$$

$$V_0^R = 2.405 \frac{\hbar^2 \chi^2}{2 \mu} = \frac{2.405^2}{4} \frac{\hbar^2 \lambda^2}{2 \mu} \quad (8)$$

or par définition :

$$V_0 = s V_0^R$$

d'où l'expression de  $s$

$$s = 0.69164 \frac{2 \mu V_0}{h^2 \lambda^2}$$

On voit donc que si  $s = 1$ , le système de masse  $\mu$  a un état lié à l'énergie zéro, tandis que si  $s < 1$ , le système ne peut pas constituer d'état lié.



## APPENDICE B

CALCUL DE LA PORTEE INTRINSEQUE POUR UNPUITS EXPONENTIEL AVEC UN COEUR DUR

Prenons le cas d'un potentiel de la forme :

$$V(r) = \infty \quad \text{si } r < r_c$$

$$V(r) = -V_0 \exp \left[ -\lambda (r - r_c) \right] \quad \text{si } r > r_c$$

La portée intrinsèque est la forme intégrale suivante :

$$b = 2 \int_0^{\infty} (1 - U_0^2(r)) dr$$

où  $U_0$  est la fonction d'onde correspondant à un état lié à l'énergie nulle. Pour  $r < r_c$  on a  $U_0 = 0$  d'où :

$$b = 2 \int_0^{r_c} dr + 2 \int_{r_c}^{\infty} (1 - U_0^2(r)) dr = 2 r_c + 2 \int_{r_c}^{\infty} (1 - U_0^2(r)) dr$$

Le 2ème terme du membre de droite représente la portée intrinsèque d'un puits dont l'origine se-  
rait en  $r_c$  (en faisant le changement de variable  $r \rightarrow r - r_c$ ). Pour ce puits, la fonction  $U_0$  a été  
déterminée dans l'appendice A.

$$U_0(r) = J_0(y)$$

avec

$$y = \alpha \exp \left( \frac{-\lambda r}{2} \right)$$

$$\text{et } \alpha = \frac{2\sqrt{2\mu V_0}}{\hbar \lambda}$$

L'expression de b devient :

$$b = 2 r_c + \frac{4}{\lambda} \int_0^{\infty} (1 - J_0^2(y)) \frac{dy}{y}$$

or pour un état lié à l'énergie zéro, on a  $\alpha = 2.405$

En utilisant le développement de  $J_0(y)$

$$J_0(y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n!)^2} \left( \frac{y}{2} \right)^{2n}$$

d'où il vient :

$$b = 2 r_c + \frac{4}{\lambda} \int_0^{2.405} \left[ \frac{y}{2} - \frac{y^3}{2^4} \left( 1 + \frac{1}{2} \right) + \frac{y^5}{2^7} \left( 1 + \frac{1}{3^2} \right) + \dots \right] dy$$

Le calcul de cette intégrale conduit à la relation cherchée :

$$b = \frac{3.5412}{\lambda} + 2 r_c$$

# REFERENCES

---

- ALE 68 G. ALEXANDER et al,  
Physical Review 173 (1968) 1452.
- AMM 59 R. AMMAR,  
Nuovo Cimento 14 (1959) 1226.
- AMM 61 R. AMMAR et al,  
Nuovo Cimento 19 (1961) 20.
- BAM 73 A. BAMBERGER et al,  
Nuclear Physics B60 (1973) 1.
- BAU 63 G. BAUMANN et al,  
Physics Letters 4 (1963) 131.
- BED 77 M. BEDJIDIAN et al,  
CERN EP rapport interne 77-14.
- BED 76 M. BEDJIDIAN et al,  
Physics Letters 62 B (1976) 467.
- BED 79 M. BEDJIDIAN et al,  
Physics Letters 83 B (1979) 252.
- BER 70 D. BERTRAND et al,  
Nuclear Physics B16 (1970) 77.
- BER 79 R. BERTINI et al,  
Proc. II<sup>nd</sup> Int. Conf. on meson nuclear physics, 1979, Houston  
ed by E. V. HUNGERFORD III.
- BLA 52 J. M. BLATT et V. F. WEISSKOPF,  
"Theoretical Nuclear Physics", ed by J. WILLEY and SONS, N. Y.
- BLO 63 M. M. BLOCK et al,  
Proc. Int. Conf. on Hyperfragments held at St. Cergue (1963), CERN 64/1-63.
- BLO 63 M. M. BLOCK et al,  
Nuovo Cimento 28 (1963) 299.
- BON 74 G. C. BONAZZOLA et al,  
Physics Letters 53 B (1974) 297.  
Physical Review Letters 34 (1975) 683.



- BRU 76 W. BRUCKNER et al,  
Physcis Letters 55 B (1975) 107.  
Physics Letters 62 B (1976) 481.
- BUR 64 E. H. S. BURHOP, D. H. DAVIS et J. ZAKRZEWSKI,  
in Progress in Nuclear Physics, Vol. 9 (1964) ed. by O. R. FRISCH, Pergamon Press.
- CHA 62 G. CHARPAK et al,  
NIM 15 (1962) 323.
- CRA 62 D. F. CRAWFORD et H. MESSEL,  
Physical Review 128 (1962) 2352.
- DAL 58 R. H. DALITZ et B. W. DOWNS,  
Physical Review 111 (1958) 967.
- DAL 59 R. H. DALITZ et L. LIU,  
Physical Review 116 (1959) 1312.
- DAL 64 R. H. DALITZ et F. VON HIPPEL,  
Physics Letters 10 (1964) 153.
- DAL 68 R. H. DALITZ  
dans "Physique Nucléaire", les Houches 1968, ed. par C. de WITT et V. GILLET  
(Gordon et Breach N. Y.).
- DAL 72 R. H. DALITZ, R. C. HERNDON et Y. C. TANG,  
Nuclear Physics B47 (1972) 109.
- DAL 73 R. H. DALITZ,  
Proc. of the Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics With  
Kaon Beams, BNL, 1973, ed. by H. PALEVSKY.
- DAN 53 M. DANYSZ et J. PNIEWSKI,  
Phil. Mag. 44, 348, 1953.
- DAR 75 P. DARRIULAT et al,  
NIM 129 (1975) 105.
- DAV 67 D. H. DAVIS et J. SACTON,  
in High Energy Physics, Vol. II (1967) ed. by E. H. S. BURHOP, Academic Press.
- DEL 69 A. DELOFF,  
Fortschritte der Physik 17 (1969) 129.
- DEL 79 A. DELOFF,  
Communication privée.
- DOW 66 B. N. DOWNS,  
Nuovo Cimento 43 A (454) 1966.
- DUB 65 J. DUBOC et al,  
Rapport jaune CERN 65-2 (1965).
- FRI 78 J. L. FRIAR et B. F. GIBSON,  
Physical Review C18 (1978) 908.

- GAL 75 A. GAL,  
"Strong interactions in  $\Lambda$ -hypernuclei "in *Advances in Nuclear Physics*, Vol 8 (1975)  
ed. by BARANGER and VOGT, Plenum Press N. Y.
- GER 59 C. GERMAIN,  
Rapport jaune CERN 59-38 (1959).
- GHI 75 B. GHIDINI et al,  
NIM 125 (1975) 357.
- HT 1 R. C. HERNDON et Y. C. TANG,  
Physical Review, 153 (1967) 1091.
- HT 2 R. C. HERNDON et Y. C. TANG,  
Physical Review, 159 (1967) 853.
- HT 3 R. C. HERNDON et Y. C. TANG,  
Physical Review, 165 (1968) 1093.
- JEL 58 J. V. JELLEY,  
"Cerenkov radiation and its applications", Pergamon Press (1958).
- JUR 73 M. JURIC et al,  
Nuclear Physics B52 (1973) 1.
- KEY 73 G. KEYES et al, Nuclear Physics B67 (1973) 269.
- LEV 64 R. D. LEVEE et R. L. PEXTON,  
Nuclear Physics 55 (1964) 34.
- LYN 69 U. LYNEN,  
Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, ANL (1969), ed. by A. R. BODMER  
et L. G. HYMAN.
- PNI 72 J. PNIEWSKI,  
Perspectives in Hypernuclear Spectroscopy, 1972.
- RAY 75 M. RAYET,  
"Interactions fortes dans les hypernoyaux et spectroscopie hypernucléaire", Uni-  
versité Libre de Bruxelles, 1975.
- SAU 74 F. SAULI,  
"Méthodes expérimentales en physique nucléaire", Les Houches, 1974.
- SEC 68 B. SECCHI-ZORN et al,  
Physical Review 175 (1968) 1735.
- SWA 71 J. J. DE SWART et al,  
"Hyperon-Nucleon Interactions", Springer tracts in modern physics Vol 60,  
Springer Verlag (1971) 138.
- TAN 69 Y. C. TANG,  
Proc. of Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne, 1969.

